Physics

JAN 9 - 1947

Akustische Zeitschrift

Im Auftrage der

DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT

unter Mitwirkung der

DEUTSCHEN REICHSPOST und PHYSIKAL.-TECHN. REICHSANSTALT

herausgegeben von

MARTIN GRÜTZMACHER und ERWIN MEYER

1. Georg v. Békésy: Über die Messung der Schwingungsamplitude der Gehörknöchelchen mittels einer kapazitiven Sonde 1
2. Konrad Tamm: Ein- und zweidimensionale Ausbreitung von Wasserschall im Rohr bzw. im Flachbecken 16
3. Erich Thienhaus: Konzertmäßige Zweikanal-Schallübertragung für das Cembalo 34
4. Werner Lippert: Experimentelle Untersuchungen zur Theorie der Schallausbreitung in schalldämpfenden Rohren 46
5. Heinz Thiede: Ein Material sehr hoher Schallgeschwindigkeit 64
6. Schrifttum 65
7. Patentschau 69
8. Nachrichten 72

Erstes Heft Sechster Jahrgang Januar 1941

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Akustische Zeitschrift

Die Zeitschrift erscheint in 6 Heften je Jahrgang. Der Bezugspreis beträgt 10.— RM. je Jahrgang. Von den Originalbeiträgen und zusammenfassenden Berichten stehen den Verfassern 30 Sonderdrucke unberechnet zur Verfügung. Weitere Exemplare werden berechnet und müssen bei Rückgabe der Fahnenkorrekturen bestellt werden

Schriftleitung:

Dr. Martin Grützmacher, Oberregierungsrat und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

Professor Dr. Erwin Meyer, Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule, Berlin NW. 87, Franklinstr. 1

*

Beiträge, sowie alle die Schriftleitung betreffenden Zuschriften werden erbeten an: Dr. Martin Grützmacher, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

WECO-DÄMMSTOFFE-DRP.

gegen **Schall jeder Art und Stärke** (z. T. auch Wärme) entsprechen den bisherigen Forschungsergebnissen, der neuzeitlichen Technik und den Forderungen der Praxis und Erfahrung und besitzen höchsten Dämmwert, gleichbleibende Dauerwirkung, größte Wirtschaftlichkeit, geringste Baustärke, beste Belastungsfähigkeit und weitgehende Immunität gegenüber allen normalen Einflüssen der Praxis.

Tausendfach bewährte WECO-Schalldämmungen auf Grund **25jähriger Erfahrungen** im In- und Ausland, **zahllose Referenzen** von staatlichen, städtischen, industriellen und sonstigen Bauten und Betrieben über von uns ausgeführte Schall-Dämmungen bei Fußböden, Wänden, Auflagern, Maschinen, Fundamenten usw.

WEISS & CO, LEIPZIG C1 / Weco-Schalldämmungen-DRP.

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Erstes Heft | Sechster Jahrgang | Januar 1941

Über die Messung der Schwingungsamplitude der Gehörknöchelchen mittels einer kapazitiven Sonde

Von Georg v. Békésy

Mitteilung aus dem k. ung. Telegraphentechnischen Versuchsamt, Budapest

(Mit 16 Textabbildungen)

1. Einleitung

Die Gehörknöchelchen sind mittels vieler Bänder an der Wandung des Mittelohres befestigt. Eröffnet man nun das Mittelohr an den Stellen, wo sich keine Bänder befinden, so daß die Gehörknöchelchen ihre ursprünglichen Bewegungen beibehalten, so sind die möglichen Öffnungen so klein, daß bei der Kleinheit der interessierenden Schwingungsamplituden eine direkte mikroskopische Beobachtung der Gehörknöchelchenbewegung nicht gut möglich ist. Es wurden daher bis jetzt die Bewegungen der Gehörknöchelchen dadurch untersucht, daß kleine Spiegelchen an die Knochen geklebt wurden, deren Drehbewegungen mittels eines reflektierten Lichtstrahles beobachtet werden konnten[1]). Denn nur auf diese Weise gelang es ohne nennenswerte zusätzliche Belastung der Gehörknöchelchen, die Messungen auszuführen. Leider sind jedoch die Drehachsen der Gehörknöchelchen für den ganzen Tonfrequenzbereich noch nicht genügend untersucht, so daß es oft sehr schwer ist, aus den Drehbewegungen auf die Verschiebungen zu schließen.

Da somit die optischen Methoden bis jetzt noch nicht vollständig befriedigen, wurde versucht, auf elektrostatischem Wege die Bewegungen der Gehörknöchelchen zu untersuchen.

[1]) W. Köhler, Z. Psychol. 54 (1910), S. 241. Dahmann, Z. Hals-, Nasen- u. Ohrenkrankh. 24 (1924), S. 462, und 27 (1930), S. 329. Akust. Z. 1 (1936), S. 13.

2. Über eine kapazitive Sonde zur Messung der Schwingungsamplitude fester Körper

Nach einem Vorschlag von H. Backhaus[2]) gelingt es, die Schwingungsamplitude eines festen Körpers ohne irgendwelche Belastung durch die Meßeinrichtung dadurch zu bestimmen, daß man auf den schwingenden Körper eine dünne Bronzefolie klebt, die mit einer zweiten gegenüberliegenden festen Elektrode einen Meßkondensator darstellt. Aus den Kapazitätsschwankungen dieses Kondensators können die Amplituden des schwingenden Körpers ermittelt werden.

Da bei konstanter Schwingungsamplitude der einen Elektrode die Kapazitätsschwankungen von dem Plattenabstand abhängen, so ist neben den Kapazitätsschwankungen auch noch die Kapazität des Meßkondensators zu bestimmen. Zu diesem Zweck verwendet man zweckmäßig eine Trägerstromanordnung, bei der durch die Größe des Trägerstromes die Kapazität des Meßkondensators angegeben wird, während die Modulationstiefe die Kapazitätsschwankungen anzeigt. Um die Kapazitätsschwankungen zu messen, schaltet man den Meßkondensator parallel zu einem Schwingungskreis und wandelt mittels der Methode der halben Resonanzkurve von H. Riegger die Frequenzänderungen in Amplitudenänderungen

[2]) H. Backhaus, Z. techn. Phys. 9 (1928), S. 491; Z. Phys. 62 (1930), S. 143.

des Trägerstromes um. Diese Methode hat den Nachteil, daß bei konstanter Schwingungsamplitude durch eine Verkleinerung der Elektrodenflächen auch die Modulationstiefe des Trägerstromes und damit die Empfindlichkeit abnimmt. Es wurde daher eine Schaltung gesucht, bei der die Modulationstiefe von der Elektrodenfläche unabhängig ist.

Eine solche Anordnung stellt die Schaltung der Abb. 1 dar, bei der unmittelbar die Impedanz des Meßkondensators C gemessen wird, indem ein Wechselstromgenerator G von 100000 Hz über eine Impedanz R an die beiden Belege des Kondensators geschaltet ist. Ist die Impedanz des Meßkondensators sehr viel größer als R, so ist die an R auftretende Wechselspannung ein Maß für die Kondensatorimpedanz, wenn die Generatorspannung konstant bleibt. Eine Änderung des Elektrodenabstandes erzeugt unabhängig von der Elektrodenfläche immer die gleiche prozentuelle Kapazitäts- und Impedanzänderung, so daß die Modulationstiefe von der Größe der Elektroden unabhängig wird. Bei einer Verkleinerung der Elektrodenfläche wird nur der Trägerstrom kleiner, was durch entsprechende Vergrößerung von R und der nachträglichen Verstärkung ausgeglichen werden kann. Mit Elektrodenflächen kleiner als 1 mm Durchmesser kann man auf diese Weise noch sehr gute Messungen ausführen. Allerdings muß, wie die Abb. 1 zeigt, die eine Zuführung zur Meßelektrode sorgfältig geschirmt werden, damit die Impedanz R nur Ströme über dem Meßkondensator erhält.

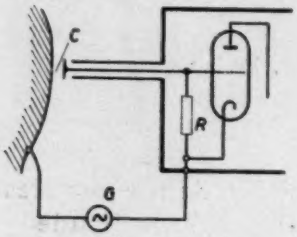


Abb. 1. Messung kleiner Kapazitäten durch ihren Scheinwiderstand

Die vollständige Schaltung der Meßanordnung ist in der Abb. 2 dargestellt. Die Zuführung der Meßelektrode führt in einer metallischen Röhre geschirmt zum Gitter der ersten Verstärkerröhre. Über den ersten Schirm befindet sich eine zweite Metallröhre als Schirm und zwischen diesen beiden Schirmen ist die Spannung des Wechselstromgenerators von 100000 Hz angelegt. Die zwischen den beiden Schirmen befindliche Kapazität belastet nur den Generator und erzeugt keinen Strom im Widerstand R. Nur die am Ende des äußeren Schirmes auftretenden Streufelder erzeugen einen kleinen Strom in R. Nähert man jedoch dem Sondenende einen Körper, so schließen sich die Streuspannungen zwischen den beiden Schirmen in erhöhtem Maße auch über die Meßelektrode und der Impedanz R, so daß ein stärkerer Trägerstrom entsteht, der bei Bewegungen des Körpers moduliert wird. Der verstärkte Trägerstrom wird durch induktive Kopplung durch ein entsprechend aufgeschlitztes Fenster der beiden Schirme auf eine zweite Verstärkerröhre und einem Gleichrichter übertragen. Mittels des Potentiometers P kann man die verschiedene Größe der Trägerströme bei verschiedenen Größen der Elektrodenfläche der Sonde ausgleichen. Nach dem Gleichrichter folgt ein Hochfrequenzsieb und ein Niederfrequenzverstärker mit einem Wechselstromzeiger.

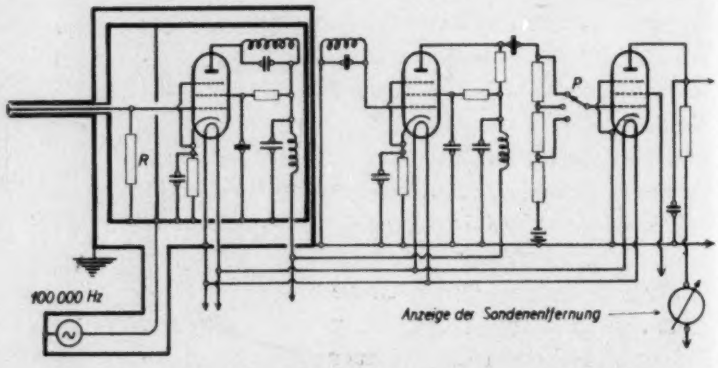


Abb. 2. Kapazitive Sonde zur Messung der Schwingungsamplituden fester Körper

Bei den Messungen nähert man zunächst die Sonde soweit dem zu messenden schwingenden Körper, bis der Anodenstrom der Gleichrichterröhre einen gewissen konstanten Wert anzeigt, womit der Sondenabstand festgelegt ist. Hierauf

kann am niederfrequenten Wechselstrominstrument die Schwingungsamplitude nach vorhergehender Eichung abgelesen werden. Zur Eichung wurde die Sonde einem elektrodynamischen Schwingungssystem genähert, dessen Schwingungsamplituden zunächst mikroskopisch ausgemessen und dann durch eine Eichleitung entsprechend verkleinert wurden.

Mit einem Elektrodendurchmesser von 1 mm lassen sich noch Schwingungsamplituden von 10^{-6} cm bei einem Elektrodenabstand von 0,5 mm gut messen. Der Empfindlichkeit wird durch das Röhrenrauschen eine Grenze gesetzt und dadurch, daß es nicht gelingt, einen Wechselstromgenerator herzustellen, dessen Schwingungsamplitude vollkommen konstant ist. Es tritt immer eine gewisse Modulation auf, die nach dem Gleichrichten ein dem Wärmerauschen entsprechendes Geräusch gibt. Es tritt scheinbar beim Fließen eines Wechselstromes durch einen Widerstand eine schwankende Modulation auf[3]).

Die Sonden wurden meist hergestellt, indem das eine Ende eines Kupferdrahtes etwas plattgedrückt wurde, um als Tastfläche zu dienen. Über den Draht wurde hierauf ein dünnes Varnischrohr (Katheder) geschoben, auf das eine dünne Aluminiumfolie kam. Diese wurde meist mit dünner Seide umsponnen und mit Bakelitlack überstrichen, worauf die zweite Aluminiumfolie folgte. Wie die Abb. 3 zeigt, wurden die äußeren Lackschichten und Folien nicht ganz bis zum anderen Ende des Kupferdrahtes geführt, sondern treppenförmig abgestuft, so daß der Kupferdraht und die beiden Folien durch eine entsprechende Klemmvorrichtung unmittelbar mit den beiden Schirmen und dem Verstärker verbunden werden konnten, indem drei konzentrische und aufgeschlitzte Röhren über die Sonde zusammengepreßt wurden.

Da bei den meisten physiologischen Messungen die Schwingungen in Hohlräumen (z. B. Trommelfell) gemessen werden sollen, so wurden die Sonden etwas abgebogen, derart, daß mit einem Kehlkopfspiegel von der Seite her der Hohlraum und die Lage der Sonden überblickt werden konnte.

Durch die mechanische Dämpfung der verschiedenen Lackschichten wurde erreicht, daß die Sonde nur aperiodische Schwingungen ausführt. Die rasche Auswechselbarkeit der Sonden war deshalb zweckmäßig; da es so möglich war, die Sonden in die Öffnung des Hohlraumes ein-

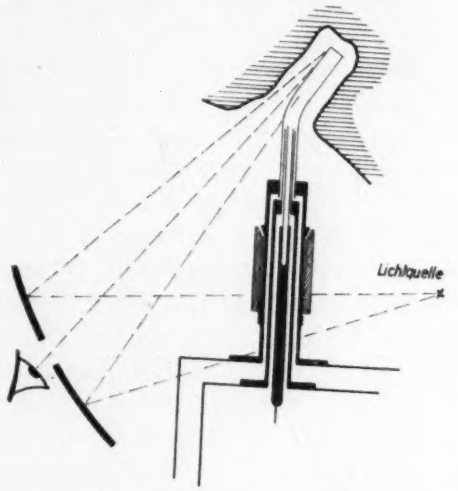


Abb. 3. Kapazitive Sonde zur Messung der Wandschwingungen von Hohlräumen

zukleben und dadurch unerwünschte Relativverschiebungen zwischen Präparat und Sonde zu vermeiden.

Bei physiologischen Versuchen, bei denen die zu messende Fläche meist naß ist, versieht man die Sondenspitze mit einem isolierenden Lacküberzug, damit beim Berühren der nassen Flächen keine Störung entsteht.

Bei den praktischen Messungen bewährt sich die Sonde gut, denn es zeigt sich, daß bei einem Tastabstand gleich dem Radius der Sonde durch ein Neigen der Sonde um fast 30^0 gegenüber der Schwingungsrichtung die Empfindlichkeit kaum um 10% geändert wird, so daß auf ein vertikales Aufsetzen der Sonde praktisch keine Rücksicht genommen werden muß, wenn man den Trägerstrom immer auf die gleiche Größe einstellt.

Da oft die Schwingungsamplitude örtlich stark veränderlich ist wie z. B. bei den Schwin-

[3]) Für Gleichstrom wurden die Erscheinungen gemessen von J. Bernamont, C. R. 198 (1934), S. 1755, 2144; theoretische Deutung L. Brillouin, Helv. phys. Acta 7 (1934), S. 47.

gungsknoten einer Membran, so ist es notwendig festzustellen, wie die Meßwerte der Sonde durch die in ihrer Umgebung befindlichen Schwingungsverhältnisse gestört werden und wieweit die Meßwerte von den unmittelbar vor der Sonde vorhandenen Schwingungsamplituden abweichen.

Um dies zu bestimmen, wurden auf eine vollkommen glattgeschliffene horizontale Messingplatte kleine Scheiben aufgelegt, deren Radius ein gewisses Vielfaches des Sondenradius betrug. Die Sonde hatte eine vertikale Lage und befand sich genau zentrisch über den Scheiben. Es wurde nun ermittelt, um wieviel sich der Trägerstrom erhöht, wenn auf der horizontalen Messingplatte unter die Sonde nacheinander die Scheiben mit verschiedenem Radius, aber gleicher Dicke geschoben werden. Setzt man die Trägerstromerhöhung der Scheibe, deren Durchmesser mit dem Sondendurchmesser zusammenfällt, gleich 1, so stellt die Abb. 4 dar, wie sich der Trägerstrom bei den größeren Scheibendurchmessern relativ zu diesem Wert ändert. Ist der Sondenabstand von der Messingplatte gleich dem Sondenradius, so zeigt sich, daß nur die Schwingungsverhältnisse unmittelbar unter der Sonde die Messung beeinflussen, denn eine Vergrößerung des Scheibendurchmessers um 50% erzeugt nur eine 9%ige Erhöhung, während eine weitere Erhöhung des Scheibendurchmessers kaum eine 13%ige Änderung ergibt. Wird der Sondenabstand größer, so tritt eine bedeutende Verbreiterung des Wirkungskreises ein. Bei den praktischen Messungen wurde daher immer der Sondenabstand auf den Sondenradius eingestellt.

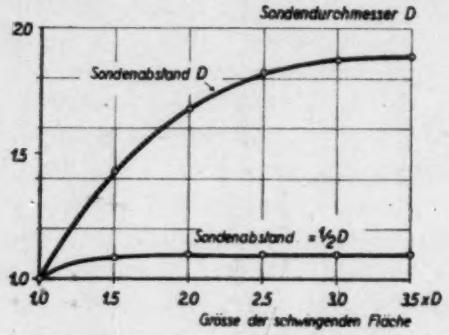


Abb. 4. Beträgt der Sondenabstand die Hälfte des Sondendurchmessers, so werden nur die Schwingungsverhältnisse unmittelbar unterhalb der Sonde gemessen

Die Messungen werden ganz besonders dadurch erleichtert, daß es nicht notwendig ist, auf den zu messenden Schwingungskörper eine Bronzefolie aufzukleben und diese zu erden. Denn die Kapazität zwischen der Meßfläche der Sonde und dem geerdeten äußeren Schirm wird schon dadurch vergrößert, daß man der Sonde einen Stoff mit größerer Dielektrizitätskonstante als die Luft nähert. Auf diese Weise gelingt es auch ohne irgendwelche Vorbereitungen, die Schwingungsamplituden von vollkommenen Isolierstoffen zu messen. Zur näheren Untersuchung wurden auf dem Schwingungskörper eines elektrodynamischen Systemes nacheinander dickere Platten aus verschiedenen Isolierstoffen geklebt und die erhaltenen Angaben mit denen für metallische Oberflächen und gleichen Schwingungsamplituden verglichen. Stellt man den Trägerstrom immer auf den gleichen Wert ein, so muß bei den Isolierstoffen die Sonde der Oberfläche mehr genähert werden als bei Metall, so daß sich gegenüber dem Metall eine Empfindlichkeitserhöhung ergibt, die für einige Stoffe in der folgenden Tabelle zusammengestellt ist.

Stoff	Dielektrizitätskonstante	Empfindlichkeitserhöhung
Metall	—	0%
Holz	6,8	15%
Bakelit	5,4	20%
Trolitul	2,2	30%

Für Stoffe mit größeren Dielektrizitätskonstanten sind die Abweichungen meist zu vernachlässigen. Auch die Schwingungsamplituden dünner Membranen aus Isolierstoffen können gemessen werden, doch muß dann jeweils für die entsprechende Membrandicke die Anordnung geeicht werden. Die Schwingungsamplituden von Lautsprechermembranen konnten so gut verfolgt werden.

3. Kondensatormikrophon mit einem Durchmesser von 3 mm

Es bietet keine besondere Schwierigkeiten, beim Luftschall das Schallfeld punktförmig

auszumessen, denn mittels einer dünnen Röhre kann der Luftschall leicht zu einem Mikrophon geführt werden, so daß das Mikrophon selbst nicht in das zu messende Schallfeld gebracht werden muß. In einer Flüssigkeit läßt sich jedoch eine derartige Schallsonde nicht gut herstellen. Denn beim Ultraschall ist eine Metallröhre nicht mehr genügend schallhart, während bei den tieferen Frequenzen durch die Reibung der Flüssigkeitssäule in der Röhre unbequeme Verzerrungen entstehen.

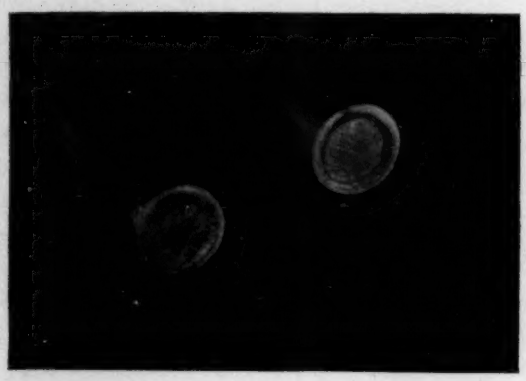


Abb. 5. Kondensatormikrophon mit und ohne Membran von 3 mm Durchmesser für Druckmessungen in Flüssigkeiten

Besonders in der Physiologie, z. B. Blutkreislaufforschung, stellt die Druckmessung rasch veränderlicher Vorgänge eine wichtige Aufgabe dar.

Aus der kapazitiven Sonde kann nun leicht ein kleines Kondensatormikrophon von 2—3 mm Durchmesser gebaut werden. Zu diesem Zweck wurde ein mit Seide isolierter Draht an seinem einen Ende etwas verdickt. Auf dem unverdickten Teil wurde eine Staniolfolie, die den ersten Schirm darstellt, mit einem Seidenfaden befestigt. Hierauf wurde der Draht seiner ganzen Länge nach in eine Trolitulfolie von 0,01 mm gewickelt, in eine Messingröhre von 2—3 mm eingeschoben und das verdickte Drahtende mit der Röhre eben abgeschliffen. Drückt man nun den abgeschliffenen Teil auf eine Gummiplatte, so kann, wie die Abb. 5 rechts zeigt, erreicht werden, daß der mittlere Draht etwa einige 0,01 mm tiefer liegt als das Röhrenende. Über das Röhrenende wurde nun mittels Nitrozelluloselack oder besser Chlorkautschuklack eine Staniolfolie geklebt, wie die Abbildung links zeigt, so daß ein kleiner Kondensator entstand, der auch unter Wasser eine gute Isolation aufwies.

Für Luftschall ist dieses Mikrophon meist etwas zu unempfindlich, so daß es nur bei größeren Schalldrucken verwendet werden kann.

4. Anatomisches für Akustiker

Die folgenden Zeilen wollen Physiker und Fernsprechtechniker dazu anregen, sich einige anatomische Präparate des Ohres herzustellen und diese zu studieren, wenn sie sich mit Fragen des Hörens befassen. Denn die Mechanik des Ohres ist so verwickelt, daß sie sich nur sehr schwer beschreiben läßt. Daher führt auch fast immer der Anblick der wirklichen Verhältnisse zu ganz unerwarteten und neuartigen Gesichtspunkten.

Um frische Felsenbeine zu erhalten, wendet man sich an den Prosektor eines größeren Krankenhauses. Dabei läßt man von dem Knochen möglichst alle Weichteile entfernen, so daß nur die innere Hälfte des knorpeligen Gehörganges am Präparat bleibt.

Da die fernsprechtechnischen Meßinstrumente sich weder abwaschen noch sonstwie desinfizieren lassen, so ist die Gefahr einer Infektion in einem physikalischen Laboratorium größer als in einem Anatomiesaal. Man vermeide es daher besonders, die Organe der in Typhus oder Sepsis gestorbenen Patienten zu untersuchen. Die vorbereitenden Arbeiten verrichtet man in Gummihandschuhen, die man inwendig mit Puder oder Talkum bestreut, um beim längeren Arbeiten ein Schwitzen der Hände zu vermeiden. Bei den feineren Präparationen ist es jedoch gelegentlich notwendig, ohne Handschuhe zu arbeiten. Um Infektionen zu vermeiden, bestreicht man eventuell schon vorhandene kleine Verletzungen mit Jodtinktur und bringt darauf elastisches Kollodium, das eine Schutzhaut bilden soll. Mit größeren Handverletzungen soll man nicht arbeiten. Da jedoch auch durch die unverletzte Haut bei vielen Personen durch die Poren eine Infektion auf-

treten kann, so reibt man die Hand mit zähem Vaselin (Vaselinum album viscos. americanum) ein, dem etwa 2% Resorzin hinzugefügt werden kann, wenn kein Abschälen der Haut eintritt.

Hat man sich verletzt, so drückt man möglichst viel Blut heraus und bestreicht die Wunde mit Jodtinktur. Bei einem eventuellen tiefen Einstich ist es zweckmäßig, die Wunde durch einen Arzt erweitern zu lassen, damit sie besser desinfiziert werden kann. Entstehende tieferliegende Furunkel konnten durch mehrmaliges Einreiben mit einer 3%-igen wässerigen Karbolsäurelösung meist leicht rückgängig gemacht werden.

Nach beendeter Arbeit wäscht man die Hände mit Seife und spült sie mit einer 60%igen Alkohollösung oder einer Sublimatlösung von 1‰ ab. Bequem sind auch die von den Chirurgen verwendeten käuflichen Salben[4]).

Bei Voruntersuchungen kann die Infektionsgefahr sehr vermindert werden, wenn man die ankommenden Felsenbeine für einen Tag in eine 5%ige Formalinlösung (= 5 Volumenprozent der käuflichen 40%igen Formaldehydlösung) legt. Oft stört bei der feineren Präparation der aufsteigende Formalindampf sehr stark die Augen, so daß meist eine 5%ige Lysoformlösung besser ist. Doch tritt durch Desinfektionsmittel gelegentlich eine merkbare Härtung des Präparates ein.

Wir pflegten die frischen Felsenbeine in einer Lage, wie es die Abb. 6 zeigt, in ein stärkeres metallisches Gefäß einzugipsen. Die nicht benötigte Oberfläche wurde ebenfalls mit einem dünneren Gipsbrei übergossen, so daß nur einige Bohrlöcher frei blieben, durch die mit der Spitze der verschiedenen Instrumente gearbeitet wurde. Auf diese Weise konnte jede direkte Berührung mit dem Präparat vermieden werden. Auf das Metallgefäß konnte ein stärkerer Griff geschraubt werden, um damit das Präparat an der Meßapparatur zu befestigen. Da für viele Beobachtungen dem Gehörgang Luftschall zugeführt werden muß, so wurde auf dem Gefäß, wie auch die Abb. 6 zeigt, eine kleine in den Gehörgang reichende Röhre befestigt. Damit nach der Messung das Felsenbein leichter entfernt werden kann, setzt man dem Gips etwa das gleiche Volumen Kieselgur hinzu.

Um sich stets von der gegenseitigen Lage der verschiedenen Teile des Innenohres unterrichten zu können, ist es zweckmäßig, eine größere Zahl von Dauerpräparaten[5]) herzustellen. Denn die größte Schwierigkeit bei der Herauspräparation gewisser Teile besteht darin, daß die einzelnen Entfernungen und Richtungen sehr großen persönlichen Schwankungen unterworfen sind. Man muß oft sehr viele Felsenbeine untersuchen, bis man Fixpunkte angeben kann, mit denen bei allen Präparaten beim Anbohren die gewünschte Stelle des Innenohres erreicht wird.

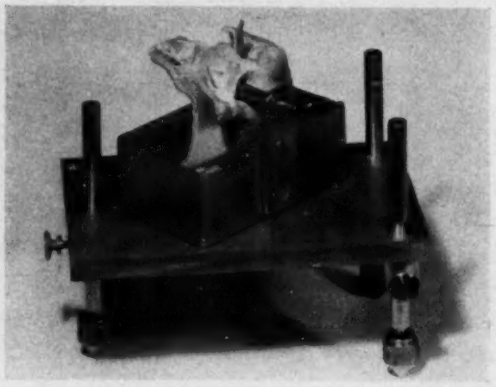


Abb. 6. Anordnung zum Einbetten der Felsenbeine, mit Stelltisch

Die einfachste Art, ein Dauerpräparat zu erhalten, besteht darin, das Felsenbein 48 Stunden lang in eine 10%ige Formalinlösung zu legen, nach dem Herausnehmen die überflüssige Flüssigkeit abzusaugen und das ganze an der Luft (Föhn) zu trocknen. Hat man vorher die Weichteile gut entfernt, so ergeben sich schöne Präparate.

Will man das harte Felsenbein mit dem Messer bearbeiten, so entkalkt man den Knochen in 5%iger Salpetersäurelösung. Erneuert man täglich die Lösung, so wird der Knochen eines Erwachsenen in etwa 3 bis

[4]) Z. B. Magnosterin zum Desinfizieren und Reduzin-D zum Entfernen des Chlorgeruches.

[5]) A. Politzer, Zergliederung des menschlichen Gehörorganes. F. Enke 1889; G. Alexander und J. Fischer, Präparationstechnik des Gehörganges. Urban und Schwarzenberg 1925.

4 Wochen weich. Hierauf legt man ihn 48 Stunden in 10%ige Formalinlösung, wässert 24 Stunden in fließendem Wasser und überträgt ihn zur weiteren Aufbewahrung in 80%igem Alkohol.

Soll das Felsenbein mazeriert, d. h. alle Weichteile vom Knochen entfernt werden, so legt man es in eine 5%ige Kalilaugelösung, die am Anfang täglich gewechselt wird. Da das Trommelfell der Mazeration besser wiedersteht als die übrigen Weichteile, so gelingt es durch richtige Wahl der Mazerationszeit, oft ein Präparat zu erhalten, das bei intaktem Trommelfell eine saubere Knochenoberfläche zeigt. Schneidet man einen Teil des Trommelfelles heraus, so erhält man eine gute Übersicht über das Mittelohr. Erwärmt man die Flüssigkeit auf etwa 60°, so fallen nach kurzer Zeit auch die Gehörknöchelchen heraus und es bleibt nur der reine Knochen übrig. Man bleicht ihn in einer 6%igen Wasserstoffhyperoxydlösung.

Früher war es beliebt, die Hohlräume des Innenrohres mit Woodschem Metall auszugießen und die Knochen durch mehrtägige Mazeration in der erwärmten Kalilauge vollständig zu entfernen, um auf diese Weise die Übergänge zwischen den verschiedenen Hohlräumen zu übersehen.

Zur mechanischen Bearbeitung der frischen Felsenbeine steht eine große Zahl von chirurgischen Instrumenten zur Verfügung. Doch muß man bei ihrer Auswahl berücksichtigen, daß zwischen der Knochenchirurgie und Anatomie ein Unterschied besteht. Man kann die Verschiedenartigkeit der Gesichtspunkte am besten an einem Beispiel erläutern. Sind die erkrankten Teile des Felsenbeines operativ zu entfernen, so bedient man sich allgemein des Meißels. Durch die kurzen Hammerschläge können damit kleine Knochenteile abgesprengt werden. Wird dabei durch Versehen etwa einer der Bogengänge eröffnet, so tritt meist keine Beschädigung des im Bogengang befindlichen äußerst zarten und der Gleichgewichtsempfindung dienenden häutigen Labyrinthes ein. Denn die dünnen Schleimhäute geben unter der stumpfen Schneide der Meißel nach und werden von ihr nicht angeschnitten, so daß mit der Zeit die Natur wieder alles in Ordnung bringt und der Gleichgewichtssinn nicht verlorengeht. Benutzt man jedoch einen zahnärztlichen Bohrer, so wird bei einer unerwarteten Eröffnung des Bogenganges durch den Knochenstaub und den raschen Bewegungen des Fräsers das innere Labyrinth meist zerrissen. Da bei vielen Präparationen dies weiter nicht stört, so kann man bei ihnen den Bohrer und die Säge verwenden, mit denen sich viel exakter arbeiten läßt, als mit dem Meißel. Denn besonders bei kleineren Präparaten ist es schwer, jenen Halt zu erreichen, den der am Rumpf befindliche Kopf besitzt und ohne den die Schläge des Meißels wirkungslos bleiben.

Zur raschen Eröffnung des Mittelohres sind die Knochenzangen bequem, die bei kleinen Objekten den Meißel ersetzen. Da jedoch die entstehenden Sprünge in den Knochen meist nicht zu übersehen sind, so haben wir sie nur dazu verwendet, um nach ausgeführten Versuchen die Richtigkeit der Präparation zu überprüfen.

Die meist verwendeten Instrumente sind in der Abb. 7 zu sehen. Der Löffel mit scharfem

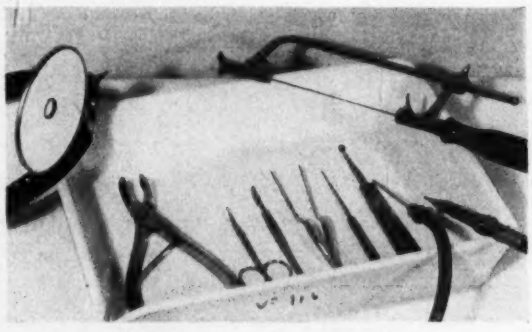


Abb. 7. Instrumente zur anatomischen Präparation des Ohres

Rand dient zum Schaben an der Oberfläche des Knochens. Die Serumnadel war mit einer Luftpumpe verbunden, so daß der beim Bohren entstehende Knochenstaub und überschüssige Flüssigkeit abgesaugt werden konnte. Außerdem bedient man sich noch einiger Glasfäden, deren Ende zu einer kleinen Kugel zusammengeschmolzen ist, um damit die Beweglichkeit der Gehörknöchelchen zu untersuchen. Durch

die Knickfestigkeit des Glasfadens wird auch der bei groben Bewegungen entstehende maximale Druck begrenzt. Die verschiedenen Instrumente wählt man nicht zu klein, um möglichst rasch vorwärts zu kommen und eine Ermüdung zu vermeiden. Auch für eine gute Beleuchtung ist zu sorgen, wozu der Ohrenspiegel dient. Beim Sägen der Präparate leistet ein kleiner vernickelter Schraubstock oft gute Dienste.

Zum Einkleben einer Messingröhre in den Gehörgang oder zum Abdichten von Glasfenstern, die am Mittelohr angebracht wurden, bewährte sich der von den Zahnärzten verwendete Zinkoxyphosphatzement. Er haftet meist gut an dem frischen Knochen, wenn die überschüssige Flüssigkeit abgetupft wird, ohne daß ein Austrocknen notwendig ist.

Bei Untersuchungen der Schnecke ist es zweckmäßig, unter Wasser zu arbeiten, um die störende Wirkung der Kapillarkräfte zu vermeiden. Man legt zu diesem Zweck das Felsenbein in einen kleinen Trog, durch den man 8,6‰ige, sog. physiologische Kochsalzlösung strömen läßt. Durch die strömende, filtrierte Flüssigkeit wird der beim Bohren entstehende Knochenstaub entfernt, so daß man stets ein sauberes Gesichtsfeld hat. Durch die physiologische Lösung wird vermieden, daß durch Diffusion ein Quellen der Zellen eintritt.

Oft kann es bei Untersuchungen der Schnecke zweckmäßig sein, Felsenbeine von Neugeborenen zu verwenden, da bei ihnen die Knochen noch nicht verkalkt sind, so daß sie sich mit dem Messer schneiden lassen.

Zur raschen Eröffnung des Mittelohres und zur Herstellung von Bohrlöchern an vorgeschriebenen Stellen verwendet man zweckmäßig die in der Abb. 8 dargestellte und schon früher beschriebene[6]) Anordnung. Sie besteht im wesentlichen aus einem Führungsstift und aus einem zahnärztlichen Bohrer, der in einer Hülse zu sich parallel verschoben werden kann. Man gibt nun mittels der verschiedenen Gelenke dem Bohrer die gewünschte räumliche Richtung und stellt den Anschlag der Parallelverschiebung so ein, daß beim vollkommenen Abwärtsschieben des Bohrers seine Spitze eine gewisse Entfernung von der Spitze des Führungsstiftes besitzt. Will man z. B. das Mittelohr eröffnen, so wählt man diesen Abstand etwa 1 mm groß, schiebt hierauf den Bohrer nach oben und bringt nun das Felsenbein derart an die Spitze des Führungsstiftes heran, daß sie die Mitte des Trommelfelles eben berührt und gleichzeitig der Hammerstiel nach links abwärts zu liegen kommt. Man hält nun das Präparat in dieser Lage fest und schiebt von unten die in der Abb. 8 sichtbare viereckige

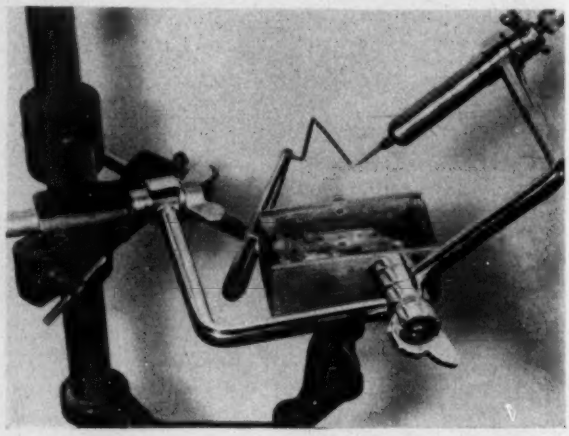


Abb. 8. Anordnung zur Eröffnung des Mittelohres

Wanne an das Präparat heran. Durch Ausgießen mit Gips wird das Präparat in der gewünschten Lage fixiert. Nach dem Erstarren des Gipses entfernt man den Führungstift und kann nun durch Vorschieben des Bohrers bis zum Anschlag an der gewünschten Stelle das Mittelohr eröffnen.

Um den Bohrdruck möglichst klein zu halten, wurde mit einem gewöhnlichen Spiralbohrer vorgebohrt und die Öffnung mit einem Fräser erweitert. Der Knochenstaub wurde mit der Luftpumpe entfernt. Da in der unteren Hälfte des Trommelfelles sich keine Gehörknöchelchen befinden, so bleibt bei einer derartigen Eröffnung das ganze Mittelohr unversehrt.

Die nach den Versuchen nicht mehr benötigten Felsenbeine trägt man zweckmäßig wieder zur Prosektur zurück.

[6]) Akust. Z. 1 (1936), S. 17.

5. Die Schwingungsübertragung durch das Mittelohr

Aus der Technik der Schwingungsisolation ist es bekannt, daß bei der Übertragung der Schwingungen eines weichen Körpers auf einen härteren die Schwingungsamplituden des härteren Körpers in erster Annäherung durch den Druck an der Grenzfläche bestimmt werden. Denn man kann annehmen, daß der auf den härteren Körper wirkende Druck wegen der großen Nachgiebigkeit des weichen Körpers von den verhältnismäßig kleinen Schwingungsamplituden des härteren Körpers nicht beeinflußt wird. Wegen der großen Weichheit der Luft macht sich diese Erscheinung beim Ohre dadurch geltend, daß das Ohr im wesentlichen einen Druckempfänger darstellt. Es hat daher als erste Annäherung die Druckübertragung im Ohre ein gewisses Interesse, da durch eine Druckerhöhung eine Steigerung der Ohrempfindlichkeit erreicht werden kann.

Zunächst ist bekannt, daß durch die Schallstauung am Kopfe und durch die Resonanz im Gehörgang besonders bei den höheren Frequenzen eine Drucktransformation eintritt derart, daß der Schalldruck am Trommelfell denjenigen im freien Schallfeld bedeutend übertrifft. Diese Druckerhöhung kann berechnet werden[7]) und läßt sich auch leicht mit einer Sonde am Lebenden überprüfen[8]).

Da der Druck am Trommelfell bekannt ist, so ist zu untersuchen, wie er auf die Schneckenflüssigkeit übertragen wird. Bei dieser Drucktransformation spielt es eine Rolle, in welchem Maße der auf die Gesamtfläche des Trommelfelles wirkende Schalldruck auf den mit dem Trommelfell verwachsenen Hammerstiel übertragen wird, dessen Druck dann durch die Hebelarmwirkung der Gehörknöchelchen auf etwa das 1,3fache verstärkt auf den Steigbügel wirkt. Da die Trommelfellfläche bedeutend größer ist als die Steigbügelfußplatte, so erwartete man für den Druck/cm² eine ganz bedeutende Drucktransformation auf der Steigbügelfußplatte. Nach H. Helmholtz[9]) jedoch tritt eine weitere Erhöhung der Drucktransformation dadurch ein, daß das Trommelfell nicht etwa einen starren Kolben darstellt, der den Hammerstiel starr mit sich nimmt, sondern eine ganz besondere Ausbildung besitzt. Es wird nämlich durch die schwach konvexe Form der sich nach der Mitte ziehenden Trommelfellfasern erreicht, daß bei einer geringen Kraftwirkung auf die Mitte der Faser an dessen Enden eine ganz bedeutend größere Kraft auftritt, etwa ähnlich wie an den Enden eines gespannten Fadens, den man in der Mitte seitlich verschiebt.

Damit beim Trommelfell sich diese Drucktransformation ausbilden kann, ist es jedoch notwendig, daß die zur Mitte des Trommelfelles führenden Fasern unelastisch sind, während die kreisförmigen Fasern des Trommelfelles eine größere Nachgiebigkeit besitzen, damit das Trommelfell seine Trichterform ändern kann. Versuche, bei denen aus dem Trommelfell einige mm² herausgeschnitten wurden, zeigten, daß wohl die Zerreißfestigkeit nach den verschiedenen Richtungen einen Unterschied zeigte, doch die Elastizität nach den beiden Hauptrichtungen von der gleichen Größenordnung ist. Dies läßt sich auch am normalen Trommelfelle dadurch nachweisen, daß man die Trommelfellfläche mit einem dünnen Draht senkrecht berührt. Die entstehende Eindruckfläche ist im ganz frischen Zustand meist vollkommen kreisförmig, während z. B. bei einer ungleichförmig gespannten Gummimembran elliptische Eindrucksflächen entstehen.

Es ist daher eine größere Drucktransformation, als sie dem Flächenverhältnis Trommelfell—Steigbügelfußplatte entspricht, nicht zu erwarten. Denn faßt man das Trommelfell als eine gespannte Membran auf, in die der Hammerstiel eingelassen ist, so wird von dem auf das Trommelfell wirkenden Druck nur ein Teil auf den Hammerstiel übertragen, wie eingehende Berechnungen von O. Frank und Schaetz[10])

[7]) Ann. Phys. (5) 14 (1932), S. 51.

[8]) Walter Kuhl, Akust. Z. (1939), S. 43.

[9]) H. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Ausgabe, 1913, S. 220.

[10]) O. Frank, S.-B. bayer. Akad. Wiss., math. Kl. (1923), S. 11.

zeigen. Versuchsweise wurden einige gespannte kreisförmige Gummimembrane, ähnlich wie beim Trommelfell, bis zur Mitte mit einem Stab versehen, der am Rande der Membran drehbar war. Wurde die Gummimembran durch einen einseitigen Luftdruck eingedrückt, so konnte der Stab in seine Ruhelage wiederum zurückgebracht werden, wenn auf die Mitte der Membran eine Kraft wirkte, die etwa $^1/_4$ der auf der Membranoberfläche wirkenden gesamten Druckkraft war. Bildet man hinter

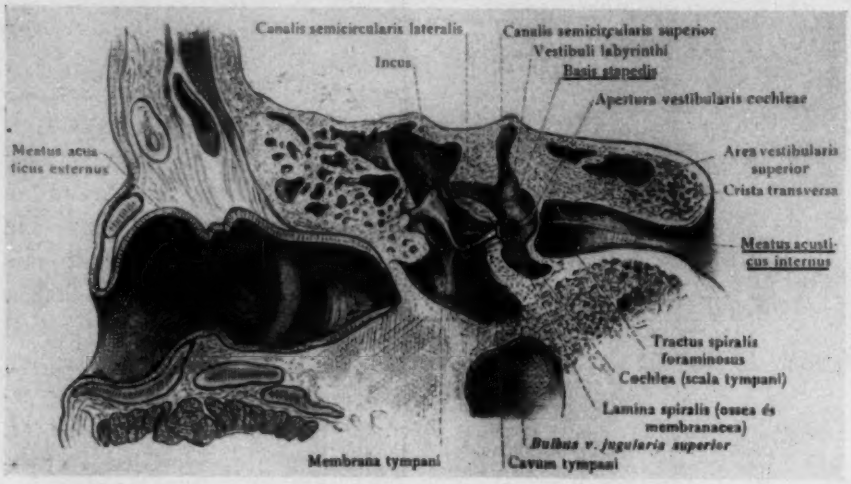


Abb. 9. Querschnitt durch das Ohr, den Weg zeigend, auf dem am einfachsten die Fußplatte des Steigbügels freigelegt werden kann (Zeichnung nach TOLDT)

der Membran auch noch das Luftpolster des Mittelohres nach, so wird die Drucküber-tragung noch kleiner, denn die Gegenkraft des zusammengepreßten Luftpolsters vermindert die Wirkung des einseitigen Luftdruckes.

Zur Messung der Drucküber-tragung am menschlichen Ohr wurde am Präparat einerseits dem Gehörgang ein Schalldruck zugeführt, anderseits auch die Fußplatte des Steigbügels den Schalldruckschwankungen ausgesetzt und die Druckamplitude und Phase so eingestellt, daß die Steigbügelfußplatte in Ruhe blieb. Das Verhältnis der beiden Schalldrucke gibt die Drucküber-tragung des Mittelohres an. Der Stillstand des Steigbügels wurde mit der kapazitiven Sonde überprüft.

Um ein Austrocknen des Präparates zu verhindern, ist es von grundlegender Bedeutung, trotz der Verschiedenartigkeit der Felsenbeine möglichst rasch an die Fußplatte des Steigbügels so heranzukommen, daß die Sonde leicht in die Schwingungsrichtung des Steigbügels gebracht werden kann. Nach längeren Versuchen zeigte es sich, daß man bei allen Felsenbeinen am leichtesten zum Steigbügel gelangt, wenn man, wie die Abb. 9 zeigt, von der Gehirnseite des Felsenbeines ausgehend, entlang dem Hörnerven mit einem Bohrer fortschreitet und die dünne Zwischenwand zwischen dem Meatus acusticus internus und dem Labyrinth durchbohrt. Hat man die Nerven in dem Meatus acusticus internus entfernt und ist die Flüssigkeit aus dem Labyrinth abgesaugt worden, so sieht man am Ende der Öffnung meist sofort die Fußplatte des Steigbügels, ohne daß das Mittelohr beschädigt wurde. Nach einer entsprechenden Erweiterung der Öffnung läßt sich leicht eine kleine Messingröhre einführen, die entsprechend der Abb. 10 mit einem Ansatz für das Meßmikrophon 2 und für die Tonzufuhr versehen ist. Die Messingröhre wird mit Zinkoxyphosphatzement in den Knochen eingekittet, nachdem im Felsenbein, das durch die Öffnung ebenfalls leicht zugängliche, runde Fenster und der Sicherheit halber auch die Bogengänge mit Zement verschlossen wurden.

In den Gehörgang wurde ebenfalls ein T-Rohr zementiert, das in das Gipsgefäß der Abb. 6 paßte, wobei darauf geachtet wurde, daß die Entfernung zwischen Trommelfell und der Druckmeßstelle des 1. Mikrophons 3 cm betrug, um so die Länge des normalen Gehörganges nachzubilden. Außerdem wurde noch unmittelbar in der Nähe des Trommelfelles der knöcherne Gehörgang durchbohrt, um auch ohne die Drucktransformation im Gehörgang

die reine Druckübertragung des Mittelohres zu messen. In der Abb. 10 ist die Meßstelle punktiert gezeichnet. Bei diesen Messungen muß man darauf achten, mit den Meßmikrophonen 1 und 2 so nah wie möglich an das Trommelfell und den Steigbügel heranzukommen, damit in den Röhren keine Resonanzen auftreten. Ist der Abstand vor dem Trommelfell zu groß, so wird bei den höheren Frequenzen eine Drucküberhöhung vorgetäuscht. Befindet sich jedoch das Mikrophon 2 zu weit vom Steigbügel entfernt, so wird bei den höheren Frequenzen der für den Steigbügel gemessene Druck zu groß, so daß scheinbar eine Abnahme der Druckübertragung eintritt. Oberhalb 3000 Hz können diese Schwierigkeiten nur mit einer Wasserstoffüllung der schallführenden Röhren überwunden werden.

Den gesamten Aufbau der Meßanordnung zeigt die Abb. 10. Der Tonfrequenzgenerator arbeitet auf zwei Eichleitungen E_1 und E_2, die über je einen Verstärker mit den Lautsprechern für den Gehörgang und den Steigbügel verbunden sind. Durch die beiden Eichleitungen und den Phasendreher werden die beiden Schalldrucke so eingestellt, daß in der Sonde ein Tonminimum eintritt. Die zugehörigen Schalldrucke werden mit den beiden Kondensatormikrophonen, deren Membrandurchmesser 7 mm beträgt, aufgenommen, verstärkt und über Eichleitungen einem Kathodenstrahloszillograph zugeführt. Aus den Stellungen der Eichleitungen können die Schalldruckamplituden und aus dem Bild des Oszillographen die Phase bestimmt werden.

Eine Schwierigkeit bei der Messung besteht darin, daß durch den Schalldruck nicht nur der Steigbügel und das Trommelfell in Schwingungen versetzt werden können, sondern auch das ganze Felsenbein. Auch in den zum Lautsprecher führenden Gummiröhren können durch den Schall Dehnungswellen entstehen, die sich auf das Felsenbein übertragen. Um die Größe dieser Störung zu schätzen, wurde zunächst die Steigbügelbewegung kompensiert, hierauf der kleinere Schalldruck im Gehörgang abgeschaltet und die nun auftretenden Schwingungen des Steigbügels mit der Sonde gemessen. Darauf wurde die Sonde aus dem Meatus acusticus internus entfernt, die bleibende Öffnung abgedichtet und der Schalldruck beim Steigbügel auf seinen ursprünglichen Wert eingestellt. Die Sonde wurde nun von außen an die Knochenwand herangeführt und ihre Schwingungen gemessen. Es zeigte sich, daß die Schwingungen der Knochenwand oberhalb 800 Hz gegenüber

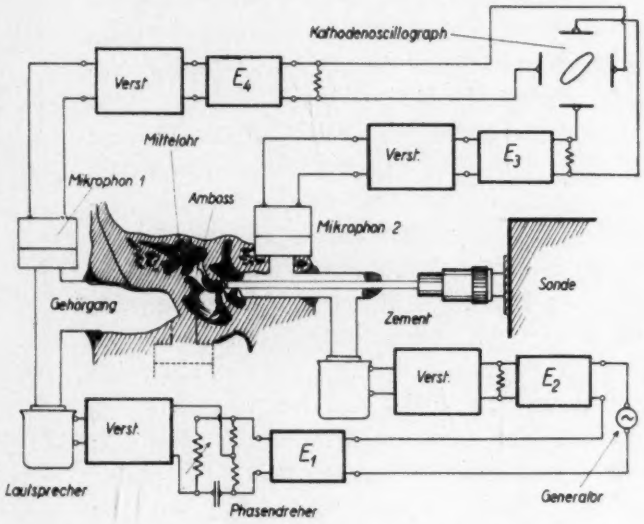


Abb. 10. Anordnung zur Messung der Druckübertragung im Mittelohr

den Steigbügelschwingungen vernachlässigt werden können. Bei 200 Hz dagegen machen sie sich schon bemerkbar, solange die Sonde frei gegenüber dem Knochen steht. Klebt man jedoch die Sonde seitlich mit Zement an den Knochen, so verschwindet auch diese Störung, da die Sonde die Verschiebungen des Knochens mitmacht. Daher wurde auf ein sorgfältiges Einkleben der Sonde geachtet. Da die Sonde vom Verstärker leicht loslösbar war, so konnten bei eingeklebter Sonde noch leicht Präparationen am Felsenbein vorgenommen werden.

Es ist zweckmäßig, die Sonden einige Tage vor Gebrauch herzustellen, da sich sonst im Chlorkautschuck- oder Bakelitlack leicht Haarrisse bilden können und in der mit Wasser gesättigten Luft des Felsenbeines die Isolation mit der Zeit abnimmt.

Zunächst wurde die Amplitudenabhängigkeit der Druckübertragung untersucht. Es zeigte sich hier, daß z. B. bei einem Ton von 200 Hz bis zu starken Schalldrucken überhaupt keine Obertöne vorhanden waren. Wurde jedoch der Schalldruck von einem gewissen Wert ab weiter erhöht, so trat ein ganz plötzliches Anwachsen der Obertöne auf. So stiegen z. B. bei einer 30%igen Amplitudenerhöhung die Obertöne von 1 auf 8%. Dieser plötzliche Anstieg der Obertöne tritt, wie man durch Abhören leicht feststellen kann, an der Fühlgrenze auf, wobei die Gehörknöchelchen aus ihrer normalen Schwingungsrichtung kippen[11]) und die Steigbügelfußplatte längs ihrer langen Achse rotiert.

Es ist interessant, festzustellen, daß scheinbar bei Mittelohrerkrankungen diese abnormale Schwingungsart, mit der eine bedeutende Verminderung der Druckübertragung verbunden ist, auch bereits bei kleineren Schalldrucken auftreten kann. Denn an einem Felsenbein, dessen gegenüberliegende Seite starke eitrige Zerstörungen zeigte, konnten nur diese Schwingungen des Steigbügels erhalten werden. Es ist möglich, daß viele spontane Hörschärfenänderungen bei Mittelohrerkrankungen auf Änderung der Schwingungsrichtung zurückgeführt werden können.

Außerdem läßt sich feststellen, daß die Druckübertragung beim frischen und möglichst rasch präparierten Mittelohr ein Maximum ist. Jede Veränderung bewirkt immer eine Abnahme. Läßt man z. B. auf das Trommelfell neben den Schalldruckschwankungen gleichzeitig einen Gleichdruck oder Sog von 10 cm Wassersäule wirken, so tritt, wie die Abb. 11 zeigt, bis zu etwa 800 Hz eine merkliche Verschlechterung der Schalldruckübertragung U ein. Oberhalb 1000 Hz bleibt der Einfluß allerdings klein. Für die Lautstärkenänderungen, die beim Einwirken eines konstanten Luftdruckes oder Soges beim normalen Menschen erhalten wurden, ergab sich der gleiche Absolutwert und die gleiche Frequenzabhängigkeit[12]). Diese Lautstärkenabnahme kann nun nicht, wie es meist geschieht, dadurch erklärt werden, daß durch den Gleichdruck die Steigbügelfußplatte an das ovale Fenster gepreßt wird. Denn bei der Messung der Druckübertragung wurden die Bewegungen des Steigbügels vollkommen kompensiert, so daß der Steigbügel stillsteht und damit seine Befestigungsart an der Mittelohrwand keine Bedeutung haben kann. Es ist viel wahrscheinlicher, daß das Trommelfell im

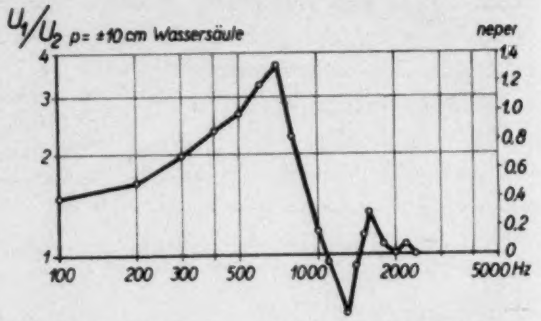


Abb. 11. Verkleinerung der Druckübertragung U im Mittelohr bei einer Einwirkung eines konstanten Luftdruckes im Gehörgang

normalen Zustand wegen seiner konischen Form sich kolbenförmig bewegt und den ganzen auf dem Trommelfell lastenden Wechseldruck auf die Gehörknöchelchen überträgt, während bei einem starken Luftdruck das Trommelfell zu einer gespannten Membran wird, bei der die Druckübertragung auf die Knöchelchen, wie bereits früher erwähnt, kleiner ist.

Eine bei den Messungen sehr störende Abnahme der Druckübertragung, wahrscheinlich ebenfalls durch Spannen des Trommelfelles, tritt beim langsamen Eintrocknen des Felsenbeines auf. Es ist zweckmäßig, die Präparation der Felsenbeine in einem mit Wasserdampf gesättigten Raume bei niedriger Temperatur vorzunehmen. Um die trocknende Wirkung der zur Befestigung dienenden Gipsmasse zu vermindern, kann man das Felsenbein mit einem Lacküberzug (z. B. Nitrolack) versehen. Damit durch den Zinkoxyphosphatzement das Austrocknen nicht beschleunigt wird, kann man in den Gehörgang und den Meatus acusticus internus einen kleinen Wollfaden mit hineinkleben, durch den man von außen Wasser hineinsaugen läßt.

[11]) Akust. Z. 1 (1936), S. 21, Abb. 11; O. Stuhlman, J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), S. 119.

[12]) Phys. Z. 30 (1929), S. 120, Abb. 8.

Es ist unwahrscheinlich, daß der Zug des Tensors genügt, um das Trommelfell von der kolbenartigen Schwingungsform zu einer gespannten Membran zu machen. Hört man nämlich mit dem einen Ohr einen schwachen tieferen Ton an, so müßte eine Lautstärkenabnahme eintreten, wenn durch einen schrillen Ton im anderen Ohr die bekannte beiderseitige Tensorkontraktion auftritt.

In der Abb. 12 ist das Verhältnis zwischen dem auf der Steigbügelfußplatte wirkenden Schalldruck pro cm^2 dividiert durch den auf das Trommelfell wirkenden Schalldruck pro cm^2 bei vollkommen stillstehendem Steigbügel für ausgewählt gesunde und rasch präparierte Felsenbeine dargestellt. Die punktierte Kurve gilt für die Drucktransformation von der Öffnung des Gehörganges aus gemessen, während bei der ausgezogenen Kurve der Schalldruck unmittelbar vor dem Trommelfell gemessen wurde. Während der Frequenzgang der Kurven fast bei allen Präparaten den gleichen Verlauf zeigte, so gab es eine sehr große Zahl von Felsenbeinen, bei denen trotz aller Vorsicht die Drucktransformation 3 bis 4mal kleiner war. Es hat den Anschein, daß längere Krankheit vor dem Ableben Veränderungen im Mittelohr erzeugen.

Aus der Frequenzabhängigkeit der Drucktransformation zwischen Trommelfell und Steigbügel ergibt sich, daß das Trommelfell bis zu etwa 2400 Hz den Schalldruck frequenzunabhängig auf den Hammerstiel überträgt. Es liegt daher die Eigenfrequenz des Trommelfelles verhältnismäßig recht hoch.

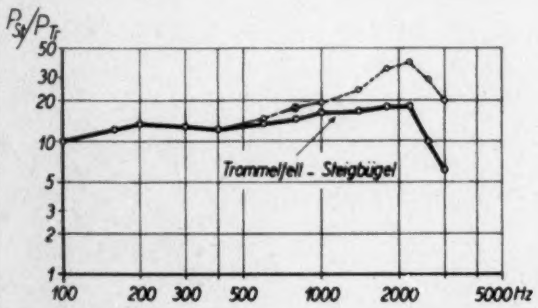


Abb. 12. Drucktransformation zwischen Gehörgangsöffnung bzw. Trommelfell und Steigbügelfußplatte

Die direkte Ausmessung der Trommelfellschwingungen mittels der kapazitiven Sonde zeigte, ähnlich wie die Kurven gleicher Schwingungsamplitude in der Abb. 13, daß das ganze Trommelfell bis zu etwa 2400 Hz als eine starre

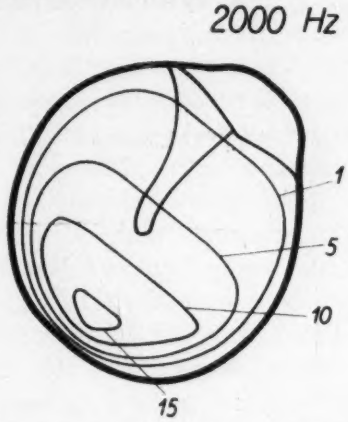


Abb. 13. Kurven gleicher Schwingungsamplitude des Trommelfelles unterhalb 2000 Hz

Fläche mit dem Hammerstiel schwingt, wobei sich die Fläche um eine am Rande des Trommelfelles befindliche Achse dreht. Wegen dieser Drehung werden die Schwingungsamplituden unterhalb des Hammerstieles am Rande des Trommelfelles am größten. Die konische Form des Trommelfelles trägt wesentlich dazu bei, die starre Kopplung zwischen Trommelfell und Hammerstiel zu sichern. Doch ist dazu, ähnlich wie bei den dynamischen Lautsprechermembranen, noch notwendig, daß die Membran an ihrem Rande leicht beweglich ist. In der Tat findet man bei den Trommelfellen, wie es die Abb. 14 zeigt, am unteren Rande, wo die Bewegungen am größten sind, eine sehr schön ausgebildete rundliche Falte, deren Krümmungsradius etwa 0,5 bis 0,8 mm beträgt. Die große Elastizität dieser Falte erlaubt es, daß der

Abb. 14.
Das Trommelfell ist am Rande mit einer leicht beweglichen Falte versehen, damit der mittlere Teil starr mit dem Hammerstiel schwingen kann (Schnitt seitlich des Hammerstieles)

konische Teil der Membran sich ohne nennenswerte Deformation verschieben kann. In vielen anatomischen Zeichnungen der Handbücher fehlt diese Falte, und sie war auch an manchen Präparaten nur sehr schwach ausgebildet. Es hat den Anschein, daß durch Krankheit und Austrocknen gerade dieser Teil des Trommelfelles seine große Nachgiebigkeit verliert, womit das Trommelfell aufhört, als ein starrer Kolben zu wirken, und auch die Druckübertragung auf den Hammerstiel abnimmt.

Orientierende Messungen ergaben für die mit dem Hammerstiel starr verbundene Fläche etwa 55 mm² gegenüber der Gesamtfläche des Trommelfelles von 85 mm². Da die Fläche der Steigbügelfußplatte 3,2 mm² beträgt und durch die Gehörknöchelchen noch eine Hebelarmwirkung von 1,3 : 1 auftritt, so berechnet sich theoretisch für die Drucktransformation ein Wert von 22.

Oberhalb 2400 Hz verliert der konische Teil des Trommelfelles seine Starrheit und der Hammerstiel bleibt gegenüber den Bewegungen der benachbarten Membranteile zurück.

Da bei der Messung der Drucktransformation der Steigbügel stillsteht, so muß nach dem Vorhergehenden auch der mittlere Teil des Trommelfelles stillstehen. Daraus folgt, daß beim Eröffnen des Mittelohres oder dem Durchschneiden des Tensor Tympani keine Änderungen auftreten, was auch im Versuch bei höheren Frequenzen bestätigt wurde.

Interessant ist, daß auch beim Durchtrennen der Achsenbänder der Gehörknöchelchen nur sehr kleine Änderungen auftreten.

Noch auffallender war, daß bei einer Schalldruckeinwirkung im Gehörgang sich die Schwingungsamplitude des Steigbügels bei den höheren Frequenzen nicht änderte, wenn die Achsenbänder durchschnitten wurden. Dies spricht dafür, daß die Achsenbänder bei den Schwingungen des Mittelohres nicht beansprucht werden. Es ist dies nur so möglich, daß die Achsenbänder mit dem Schwerpunkt der Gehörknöchelchen zusammenfallen, so daß sich die Gehörknöchelchen schon von selbst durch die Massenwirkung um diese Achse drehen. Auf diese Weise ist es der Natur gelungen, die Drehachsen der Gehörknöchelchen für die höheren Frequenzen vollkommen genau festzulegen, ohne daß straffe Bänder benötigt werden. Es klärt sich so das für den Techniker merkwürdige Paradoxon, daß die Gehörknöchelchen bei hohen Frequenzen vollkommen präzise schwingen, während das ganze System verhältnismäßig locker im Mittelohr liegt, was den Vorteil hat, daß bei Ungenauigkeiten keine Spannungen im System auftreten.

Aus der Abb. 15 ist ersichtlich, daß die zunächst überflüssig erscheinende Masse des Hammerkopfes und Ambosses notwendig ist, um den Schwerpunkt der Gehörknöchelchen in die Drehachse der Achsenbänder zu verlegen. E. BÁRÁNY[13]) hat bereits früher darauf hingewiesen, daß diese symmetrische Massen-

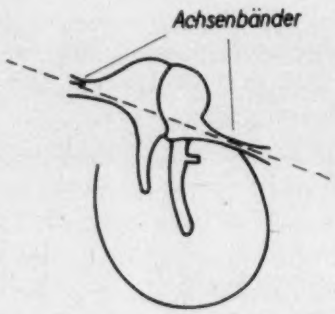


Abb. 15. Die Drehachse geht durch den Schwerpunkt der Gehörknöchelchen

verteilung um die Drehachse bei allen Säugetieren auftritt und wesentlich dazu beiträgt, die beim Sprechen durch Knochenleitung zum Mittelohr gelangenden Schwingungen vom Ohre abzuhalten.

Bleibt der Schalldruck im Gehörgang konstant, so tritt für Frequenzen unterhalb 200 Hz beim Durchschneiden der Achsenbänder eine Änderung ein. Die Druckübertragung wird unstabil und ist je nach der Lage des Felsenbeines eine andere. Dies zeigt, daß bei den tieferen Frequenzen, bei denen die Massenkräfte kleiner werden, die Drehachse durch die Bänder festgelegt wird. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß der gelegentlich auftretende

[13]) E. BÁRÁNY, Acta Oto-Laryngologica, Supplement XXVI, 1938.

Abfall der Druckübertragung unterhalb 200 Hz in der Abb. 12 durch die Nachgiebigkeit der Achsenlagerung entsteht.

Da die kapazitive Sonde mittels eines elektrodynamischen Schwingungssystems leicht geeicht werden kann, so wurde versucht, die einem konstanten Schalldruck am Trommelfell für verschiedene Frequenzen entsprechenden Schwingungsamplituden der Steigbügelfußplatte zu bestimmen. Hierzu wurde das Sondenende parallel der Fußplattenoberfläche solange verschoben, bis ein am Sondenverstärker angeschlossener Lautsprecher bei konstanter Trägerfrequenzamplitude maximale Lautstärke zeigte. Da die Fußplatte sich bei ihren Schwingungen um eine durch ihren Rand gehende Achse dreht, so erhält man auf diese Weise die Schwingungsamplitude des von der Drehachse am weitesten entfernten Punktes. In der Abb. 16 ist die Frequenzabhängigkeit des Verhältnisses zwischen Schwingungsamplitude in cm und Schalldruck am Trommelfell in dyn/cm² für ganz frische Präparate als Mittelwert dargestellt. Trotzdem diese Messungen stark streuten und gegenüber Feuchtigkeitsverhältnissen während der Präparation und den Messungen besonders empfindlich waren, zeigt sich, daß die Steigbügelschwingungen nicht frequenzunabhängig sind, sondern etwa in erster Annäherung bis zu 2000 Hz proportional mit der Frequenz abnehmen.

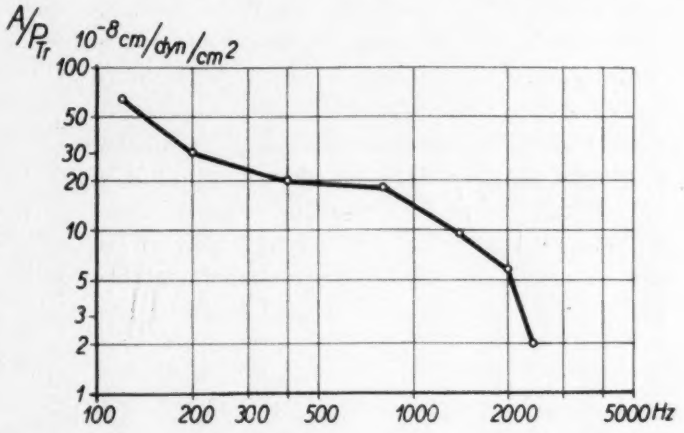


Abb. 16. Frequenzabhängigkeit der Schwingungsamplitude des Steigbügels dividiert durch den auf das Trommelfell wirkenden Druck bei fehlender Schneckenflüssigkeit

Da der Rand des Steigbügels mittels einer ganz schmalen Membran an das ovale Fenster angewachsen ist und sich kaum mehr als 0,1 mm bewegen läßt, so hat man bis jetzt stillschweigend immer angenommen, daß der Steigbügel durch starke elastische Kräfte mit dem ovalen Fenster verbunden ist und seine Verschiebungen durch diese elastischen Kräfte bestimmt werden. Der mit der Frequenz proportionale Abfall der Steigbügelschwingungen spricht jedoch dafür, daß im mittleren Tonbereich bei den Bewegungen der Gehörknöchelchen die Reibungskräfte überwiegen. Es scheint daher das Mittelohr einen mit großer Reibung sich bewegenden Kolben darzustellen. Die Reibung entsteht zum Teil beim Zerren an den mit den Gehörknöchelchen verbundenen Mittelohrmuskeln.

Ferner folgt daraus, daß die Gehörknöchelchen erst durch die Belastung mit der Schneckenflüssigkeit zu einem, wenn auch stark gedämpften, schwingungsfähigen System werden, dessen Eigenfrequenz um 1400 Hz liegt.

Leider läßt sich aus den Impedanzmessungen des Gehörganges nicht auf die Bewegungen des Hammerstieles schließen, da sich auf der oberen Seite des Trommelfelles noch eine sehr weiche Membran befindet, deren Eigenschaften auch in die Impedanzmessungen eingehen.

Entsprechend dem THEVENINschen Theorem kann man jedes noch so verwickelte Schwingungssystem stets durch einen Vibrator mit einem gewissen inneren Widerstand ersetzen[14]). Mit diesem inneren Widerstand lassen sich dann die Schwingungsverhältnisse in dem angekoppelten äußeren System berechnen.

Um den inneren Widerstand des Systemes Gehörgang—Trommelfell—Steigbügelfußplatte zu ermitteln, braucht man nur bei konstantem Schalldruck an der Gehörgangsöffnung die entstehende Geschwindigkeitsamplitude des mit der Schneckenflüssigkeit nicht belasteten Steigbügels durch die Kraft zu dividieren, die beim

[14]) F. A. FIRESTONE, J. appl. Physics 9 (1938), S. 373.

Abbremsen der Steigbügelbewegungen entsteht. Diese Kraft auf der Mitte der Steigbügelfußplatte ergibt sich unmittelbar aus den Meßwerten der Schalldruckübertragung, da bei ihnen der Druck auf den stillstehenden Steigbügel gemessen wurde. Die ausgeführten Messungen ergaben für den mittleren Tonbereich als innere Impedanz einen Widerstand vom Wert $R = 1 \cdot 10^{-3}$ cm dyn^{-1} sek^{-1}.

Zusammenfassung

Um die Bewegungen des Trommelfelles und der Gehörknöchelchen untersuchen zu können, wurde eine Sonde hergestellt, deren Endfläche von etwa 1 mm² als Kondensator ausgebildet wurde. Aus den Kapazitätsänderungen konnte die Schwingungsamplitude ermittelt werden, wobei eine Schrägstellung der Sonde ohne Einfluß bleibt. Beträgt der Sondenabstand vom Schwingungskörper etwa 0,5 mm, so werden nur die Schwingungsamplituden auf der Fläche von etwa 1 mm² gemessen, die außerhalb auftretenden Schwingungsverhältnisse bleiben ohne Einfluß. Es war nicht notwendig, die Oberfläche des zu messenden Schwingungskörpers metallisch leitend zu machen, da die Schwingungsamplituden von Isolierstoffen und Papiermembranen gut gemessen werden konnten.

Zur Messung von Druckschwankungen in Flüssigkeiten ließ sich mit der gleichen Anordnung auch ein Kondensatormikrophon von 3 mm Durchmesser herstellen.

Nach einigen praktischen Anleitungen für höranatomische Untersuchungen wurde die Druckübertragung vom Trommelfell bis zur Steigbügelfußplatte untersucht, die bis zu etwa 2400 Hz frequenzunabhängig ist, eine etwa 20fache Krafterhöhung darstellend. Die Messung der Schwingungsamplitude des Steigbügels zeigte, daß eine Durchtrennung der Achsenbänder der Gehörknöchelchen im mittleren Tonbereich fast keine Änderung ergibt. Es wird daher die Drehachse der Gehörknöchelchen lediglich durch die Massenkräfte festgelegt, wobei unnötig erscheinende Massen, wie z. B. der Hammerkopf, ihre Erklärung finden.

Schließlich wird die innere mechanische Impedanz der Steigbügelfußplatte bestimmt, die im wesentlichen eine Reibung darstellt.

Die Versuche wurden mit Unterstützung der Széchenyi Gesellschaft, Budapest, ausgeführt, wofür ich auch an dieser Stelle danken möchte.

(Eingegangen am 24. August 1940.)

Ein- und zweidimensionale Ausbreitung von Wasserschall im Rohr bzw. im Flachbecken*)

Von Konrad Tamm

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung der Technischen Hochschule Berlin

(Mit 21 Textabbildungen)

A. Einleitung

1. Zweck der Arbeit

Während in den letzten Jahren auf dem Gebiet des Flüssigkeitsschalles sehr hoher Frequenzen (von einigen 100 kHz bis zu einigen MHz) eine ganze Reihe von Meß- und Untersuchungsmethoden entstanden ist, fehlen physikalisch gut erfaßbare Verfahren, die auch im Labor anwendbar sind, z. T. noch für das hauptsächlich in der Nachrichtentechnik angewandte Gebiet unterhalb 100 kHz. Es war daher die Aufgabe, solche Meßverfahren für den Frequenzbereich von ungefähr 5—50 kHz zu entwickeln und sie theoretisch und experimentell zu begründen.

*) D 38. Dissertation Technische Hochschule Berlin.

2. Meßverfahren

Ebenso wie auch beim Luftschall wendet man beim Wasserschall meist die ein- oder die dreidimensionale Ausbreitung, z. B. im KUNDTschen Rohr bzw. im freien Medium an. Die Forderungen der Witterungsunabhängigkeit und der Ausführbarkeit der Messungen im Labor bedingen bei dreidimensionaler Ausbreitung den Übergang vom unbegrenzten Medium zum Wasserbecken (Tiefbecken), dessen Anlage wegen der erforderlichen Abmessungen viel Aufwand erfordert und dessen Benutzung infolge der durch die Wellenlänge bestimmten Größe der Meßobjekte recht umständlich werden kann.

Auf Vorschlag von Herrn Prof. E. MEYER wurde daher erstmalig die zweidimensionale Ausbreitung in einer flachen waagerechten Wasserschicht (Flachbecken) zur Untersuchung von Schallausbreitungsvorgängen angewendet. Dadurch werden die Nachteile des Tiefbeckens vermieden, da die Meßobjekte flach und handlich werden und die Meßgeräte nur wenige Zentimeter in das Wasser eintauchen. Gegenüber der Rohrmethode bleibt der Vorteil bestehen, daß das Flachbecken nicht wie diese auf ebene Wellen beschränkt ist.

Bei kleiner Ausbreitungsdämpfung sind Messungen mit konstanter Amplitude (Dauerton) nicht ohne weiteres möglich, weil die Begrenzungswände des Beckens einen großen Teil der auftreffenden Energie reflektieren, so daß Interferenzen entstehen. Bei Anwendung von Impulsen, also kurzzeitiger Aussendung des Schalles (s. III, 1), kann man jedoch die Meßimpulse von den Störreflexionen zeitlich trennen, da diese infolge mehrfacher nicht vollkommener Reflexionen rasch abklingen. Der Ausbildung des Impulsverfahrens in Verbindung mit dem Flachbecken wurde daher besondere Aufmerksamkeit gewidmet.

B. Messen im Flachbecken

I. Anwendungsgebiet des Flachbeckens

Ein Flachbecken enthält eine Wasserschicht, deren Höhe in bestimmtem Zusammenhang mit der durch die Meßfrequenz gegebenen Wellenlänge steht und ungefähr gleich dieser ist. Die theoretische Behandlung zeigt nämlich, daß in einer solchen Wasserschicht unter bestimmten Voraussetzungen Schallgeschwindigkeit und Dämpfung eindeutig gegeben sind, so daß eine zweidimensionale Schallausbreitung untersucht werden kann. Außer dem bereits angeführten praktischen Vorteil der geringen Ausdehnung der Meßobjekte im Flachbecken ergibt sich damit die Möglichkeit, in einfacher Weise theoretische Ergebnisse, die man der Durchführbarkeit halber auf zwei Dimensionen beschränken muß, experimentell zu prüfen. Der bereits erwähnte grundsätzliche Unterschied zur Messung im Rohr ist die Erfassung von Vorgängen wie Beugung, schräge Reflexion usw. Vielfach wird es möglich sein, im zweidimensionalen Fall gefundene Ergebnisse auf den dreidimensionalen qualitativ, oft auch quantitativ, zu übertragen.

II. Theoretische Behandlung des Flachbeckens

1. Allgemeines

Die Wasserschicht in einem Flachbecken ist oben durch Luft, unten durch das Baumaterial des Beckens begrenzt, so daß akustisch mehrere Schichten verschiedener Medien vorhanden sind. Betrachtet man nur die Wasserschicht und den Untergrund, so erhält man im stationären Fall für diese Kombination zwei Schallgeschwindigkeiten, welche mit den in den Schichten bei getrennter Anordnung vorhandenen nicht übereinstimmen[1]). Es tritt eine Rückwirkung der Schallausbreitung im Untergrund auf die Ausbreitung in der Wasserschicht ein. Diese muß zur Erzielung einer eindeutigen Schallgeschwindigkeit ausgeschaltet werden, entweder durch Verhinderung der Ausbreitung im Untergrund oder durch Vermeidung des Schallübertritts zwischen den Medien durch stark verschiedene Schallwiderstände. An der Oberfläche ist die letzte Forderung ohne weiteres erfüllt. Für den Boden, der genügend fest sein muß, um die Wasserschicht zu tragen, ist dies nicht so weitgehend der Fall, so daß man versuchen muß, die Ausbreitung im Bodenmaterial mög-

[1]) L. J. SIVIAN, J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), S. 140.

lichst vollkommen zu verhindern. Dies kann man durch Wahl eines Stoffes schlechter Schallleitung leicht erreichen. Die Bodeneigenschaften sind dann vollständig durch die Angabe eines ortsunabhängigen Bodenwiderstandes $\mathfrak{W}$ beschrieben, der das Verhältnis von Druck p und Schnelle v_z senkrecht zur Bodenfläche angibt.

2. *Schallausbreitung*

Die erste theoretische Behandlung der Schallausbreitung in einer Mediumschicht findet sich bei Lord Rayleigh[2]). Die dort gegebene Rechnung, welche für ein Medium zwischen den starren Wänden eines Kanals durchgeführt ist, läßt sich auf eine beidseitig schallweich begrenzte Wasserschicht ausdehnen. Dieser schallweiche Abschluß ist nun exakt nur an der Wasseroberfläche gegeben, während der Boden des Beckens nur angenähert einen schallweichen Abschluß darstellt. Während der Niederschrift der Arbeit sind zwei Veröffentlichungen von Cremer[3]) bzw. von Morse[4]) erschienen, die ähnliche Probleme für Luftschallausbreitung in Kanälen behandeln und durch eine experimentelle Arbeit von Lippert[5]) ergänzt werden. Die Cremersche Arbeit behandelt mit Näherungsformeln die Grenzgebiete, während das Übergangsgebiet, welches im vorliegenden Fall interessiert, von Morse noch durch graphische Darstellungen beschrieben wird. Da diese Behandlungsweise für den hier gegebenen Fall unnötig kompliziert wird, soll eine mir von Herrn Dr. Schoch vorgeschlagene Rechnung hier angegeben werden.

a) Phasengeschwindigkeit und Dämpfung

Die Lösung der Differentialgleichung

$$\Delta\varphi + k^2\varphi = 0\,, \tag{1}$$

worin φ das Geschwindigkeitspotential und $k = \omega/c$ die Wellenzahl bei freier Ausbreitung bedeutet, ist für die begrenzte Wasserschicht (Dichte ϱ) der Höhe H (s. Abb. 1) bei zeitlich sinusförmigem Verlauf des Potentials φ (Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$) durch die Grenzbedingungen bestimmt:

Für

$$z = 0\colon\ p = i\omega\varrho\cdot\varphi = 0\,;\quad \varphi = 0\,,$$

$$z = H\colon\ p = i\omega\varrho\cdot\varphi = \mathfrak{W}\cdot v_z = -\mathfrak{W}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial z}\,. \tag{2}$$

Zur Betrachtung der grundsätzlichen Eigenschaften genügt die Beschränkung auf Wellen, die in x-Richtung fortschreiten. Man erhält

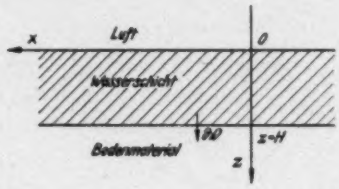


Abb. 1. Schematische Darstellung der Wasserschicht

damit unter Weglassung des Zeitfaktors die Lösung

$$\begin{aligned}\varphi &= e^{-ik'x}\left(A_1 e^{i\gamma z} + A_2 e^{-i\gamma z}\right)\\ &= e^{-ik'x}\left(\varphi_a \sin\gamma z + \varphi_b \cos\gamma z\right),\end{aligned} \tag{3}$$

d. h. eine Welle gerader Wellenfront, die sich in der x-Richtung mit der Wellenzahl k' ausbreitet und eine durch γ bestimmte Verteilung in der z-Richtung hat. Sie stellt eine gewisse Analogie zu der ebenen Welle des dreidimensionalen Falles dar. Durch Einsetzen in die Differentialgleichung ergibt sich für diese Wellenzahl

$$k'^2 = k^2 - \gamma^2\,. \tag{4}$$

Die Einführung der Grenzbedingungen ergibt für $z = 0$: $\varphi_b = 0$,

$z = H$:

$$\sin\gamma H = -\frac{\mathfrak{W}}{i\omega\varrho}\cdot\gamma\cdot\cos\gamma H\,, \tag{5}$$

$$\operatorname{tg}\gamma H = i\cdot\frac{\mathfrak{W}}{\varrho c}\cdot\frac{\gamma}{k}\,,$$

$$\varphi = \varphi_a\cdot e^{-ik'x}\cdot\sin\gamma z\,. \tag{6}$$

Da im allgemeinen der Bodenwiderstand $\mathfrak{W}$ komplex sein wird, ergibt sich dann ein komplexes γ und damit ein komplexes k':

$$\begin{aligned}\gamma &= \alpha + i\beta\,,\\ k' &= \alpha' - i\beta' = \left(\frac{\omega}{c_{ph}}\right) - i\beta'\,.\end{aligned} \tag{4a}$$

Die Welle hat in der $x\,y$-Ebene eine andere Phasengeschwindigkeit c_{ph} als die ebene Welle, und sie besitzt eine Dämpfung β'. Einige Spezialfälle seien besonders behandelt.

[2]) Lord Rayleigh, Theory of Sound, Bd. 2, S. 69.
[3]) L. Cremer, Akust. Z. 5 (1940), S. 57.
[4]) Ph. M. Morse, J. Acous. Soc. Am. 11 (1939), S. 205.
[5]) W. Lippert, Akust. Z. 6 (1941), S. 46.

$\mathfrak{W} = 0$. Dieser angestrebte Idealfall stellt gleichzeitig eine Näherung für die allgemeine Lösung dar. Es zeigt sich, daß für einige wichtige Größen diese Näherung bereits ausreicht. Aus (6) erhält man die Beziehung für die Verteilung über z:

$$\sin \gamma H = 0\,, \quad \text{d. h.} \quad \gamma = \alpha = n\pi/H\,; \qquad (n = 0, 1, 2 \ldots)\,;$$

$$\varphi = A \cdot e^{-ik'x} \sin\left(n\pi \cdot \frac{z}{H}\right) \tag{6a}$$

$$k' = k\sqrt{1 - (n\pi/kH)^2}\,.$$

Setzt man zur Abkürzung $h = 2H/\lambda$, so daß $\pi/H = k/h$, so ist

$$k' = k\sqrt{1 - (n/h)^2}\,. \tag{7}$$

Da bei Flüssigkeiten k rein reell angenommen werden kann, wird:

$$\begin{aligned} &k' \text{ reell} \quad \text{für } n/h < 1 \quad H > n \cdot \lambda/2\,, \\ &k' = 0 \quad \text{für } n/h = 1 \quad H = n \cdot \lambda/2\,, \\ &k' \text{ imag.} \quad \text{für } n/h > 1 \quad H < n \cdot \lambda/2\,. \end{aligned} \tag{8}$$

Eine ungedämpfte Welle vergrößerter Phasengeschwindigkeit bei sinusförmiger Verteilung des Geschwindigkeitspotentials mit n Halbperioden über die Höhe H ist also möglich, wenn die Wasserhöhe größer ist als ein durch die Ordnungszahl n gegebenes Vielfaches der halben Wellenlänge. Die Phasengeschwindigkeit wächst mit abnehmender Höhe bzw. Frequenz bis zur Grenzhöhe bzw. -frequenz unbegrenzt an. Unterhalb der Grenzhöhe $H_{g0} = n \cdot \lambda/2$ nimmt eine Amplitude in der x-Richtung exponentiell überall phasengleich ab. Dieser Vorgang entspricht der verlustlosen Amplitudenabnahme in einem Filter, d. h. der Filterdämpfung (Abb. 12).

Irgendeine durch die Art der Anregung an der Stelle $x = 0$ gegebene Amplitudenverteilung, deren sinusförmige Komponenten durch eine Fourier-Zerlegung ermittelt werden, bewirkt an einer anderen Stelle x eine Amplitudenverteilung, welche durch die Summe

$$\varphi = \sum_1^n A_n \cdot e^{-ik_n' x} \cdot \sin\left(n\pi \cdot \frac{z}{H}\right) \tag{8}$$

gegeben ist. Für genügend große x bleiben nur diejenigen Ordnungen n übrig, deren Grenzhöhen noch unterhalb der Wasserhöhe liegen. Eine ebene Welle ist nicht möglich, denn $n = 0$ bedingt $\varphi = 0$ für alle z. Man erhält also eine einzige ungedämpfte Welle definierter Phasengeschwindigkeit, wenn man Wasserhöhe und Frequenz so wählt, daß k' nur für $n = 1$ reell wird:

$$\begin{aligned} &\lambda > H > \lambda/2\,, \\ &2 > h > 1\,. \end{aligned} \tag{9}$$

Von dieser Tatsache macht man bei der Anwendung des Flachbeckens Gebrauch. Alle weiteren theoretischen Ausführungen stellen nur Verfeinerungen zur Erfassung der praktisch auftretenden Abweichungen von dem behandelten Idealfall $\mathfrak{W} = 0$ dar. Die folgenden Betrachtungen werden daher im allgemeinen auf $n = 1$ beschränkt.

$\mathfrak{W}$ rein imaginär entspricht einem Federungswiderstand $\mathfrak{W} = 1/i\,\omega F$, wenn $i\,\mathfrak{W}$ positiv reell ist, bzw. einem Massenwiderstand $\mathfrak{W} = i\,\omega M$, wenn $i\,\mathfrak{W}$ negativ reell wird.

Für den Massenwiderstand wird aus (5)

$$\begin{aligned} &\operatorname{tg} \gamma H = -\frac{\omega M}{\varrho c} \cdot \frac{\gamma}{k} = -\frac{M}{\varrho H} \cdot \gamma H\,, \\ &\operatorname{Tg} \frac{\gamma}{i} \cdot H = -\frac{M}{\varrho H} \cdot \frac{\gamma}{i} \cdot H\,. \end{aligned} \tag{10}$$

Es läßt sich zeigen, daß γH nur rein reell oder rein imaginär sein kann. Aus der graphischen Darstellung (Abb. 2), in der $\mu = \gamma H$ bzw. $(\gamma/i) H$ immer reell ist, erkennt man, daß es keine Lösung

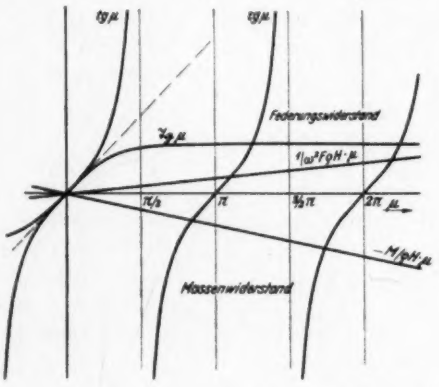


Abb. 2. Graphische Darstellung der Lösungen $\mu = \gamma \cdot H$ bzw. $(\gamma/i) \cdot H$

für imaginäre γ, wohl aber unendlich viele für reelle γ gibt. Bei gegebener Frequenz und Wasserhöhe liegen die Lösungen nicht periodisch. Die Werte αH ergeben sich etwas kleiner als die entsprechenden bei $\mathfrak{W} = 0$.

$$\alpha < \frac{n\pi}{H} \quad \text{also} \quad \frac{n\pi}{H_{g\,M}} > k = \frac{n\pi}{H_{g0}}\,. \tag{11}$$

Bei fester Frequenz ist die Grenzhöhe H_{gM}, bei fester Höhe die Grenzfrequenz f_{gM} kleiner als die entsprechenden Größen H_{g0} bzw. f_{g0} bei $\mathfrak{W} = 0$. Praktisch ist es möglich, $M/\varrho H$ sehr klein zu machen, so daß der Einfluß des Massenwiderstandes meist vernachlässigbar wird, da nur die Komponenten $n = 1$ und als Störung $n = 2$ eine Rolle spielen.

Für den Federungswiderstand wird:

$$\text{(10a)} \qquad \begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma H &= \frac{1}{\omega F \cdot \varrho c} \cdot \frac{\gamma}{k} = \frac{1}{\omega^2 F \varrho H} \cdot \gamma H \\ \mathfrak{Tg} \frac{\gamma}{i} H &= \frac{1}{\omega^2 F \varrho H} \cdot \frac{\gamma}{i} H . \end{aligned}$$

Abb. 2 zeigt hier, daß es außer den reellen Lösungen, die wie oben unperiodisch sind, auch eine imaginäre Lösung gibt, wenn $1/\omega^2 F \varrho H < 1$. Sie liegt bei sehr großen Werten von $(\gamma/i) \cdot H = \beta H$, wenn $1/\omega^2 F \varrho H \ll 1$; das ist aber praktisch meist der Fall. Bemerkenswert ist die durch das imaginäre γ bedingte Verkleinerung der Phasengeschwindigkeit, da alle anderen Lösungen eine größere Phasengeschwindigkeit als die der ebenen Welle ergeben. Für imaginäres γ ergibt (10a), wenn $1/\omega F \ll \omega \varrho H$:

$$\text{(10b)} \qquad \mathfrak{Tg}\, \beta H \approx 1 \approx \frac{1}{\omega^2 F \varrho H} \cdot \beta H$$

$$\beta = k \cdot \omega F \cdot \varrho c$$

$$\text{(12)} \qquad k' = \alpha' = k \sqrt{1 + (\omega F \cdot \varrho c)^2} \approx \beta .$$

Die Verringerung der Phasengeschwindigkeit hängt also nicht von der Wasserhöhe, sondern nur von dem Federungswiderstand ab; sie ist bei den verwendeten Bodenmaterialien erheblich. Eine Schallausbreitung dieser Art ist zur Anwendung ungeeignet. Infolge ihrer großen Dämpfung bei nicht rein imaginärem Bodenwiderstand klingt sie schnell ab, so daß andere Ausbreitungsformen nicht gestört werden (s. (10f)).

Bei den reellen Lösungen tritt erstmalig eine nullter Ordnung $n = 0$ auf, wenn $1/\omega^2 F \varrho H > 1$; dies ist, wie bereits erwähnt, praktisch immer vermieden. Für die Ausnutzung zu Messungen ist die Lösung für $n = 1$ geeignet, wenn man dafür sorgt, daß alle höheren Ordnungen durch genügend kleine Wassertiefe verhindert werden. Bei kleinem Federungswiderstand kann man die Lösungen durch eine Näherung finden:

Für $n = 1$ wird bei $1/\omega^2 F \varrho H \ll 1$

$$\text{(10c)} \qquad \operatorname{tg} \alpha H \approx \alpha H - \pi \approx \frac{1}{\omega^2 F \varrho H} \cdot \alpha H$$

$$\beta = 0; \quad \alpha = \frac{k}{h\,(1 - 1/\omega F \varrho c \pi h)}$$

$$\text{(13)} \qquad k' = \alpha' = k \sqrt{1 - \frac{1}{h^2 (1 - 1/\omega F \varrho c \pi h)^2}} .$$

Die scheinbare Verkleinerung der Wasserhöhe ist in dieser Form deutlich erkennbar, sie äußert sich in einer Vergrößerung der Grenzhöhe $H_{gF} > H_{g0}$:

$$h_{gF} = \frac{1}{1 - 1/\omega F \varrho c \pi} > 1 .$$

$\mathfrak{W}$ rein reell.

$$\text{(10d)} \qquad \operatorname{tg} \gamma H = i \cdot \frac{R}{\varrho c} \cdot \frac{\gamma}{k} = i \cdot \frac{R}{\omega \varrho H} \cdot \gamma H .$$

In diesem Fall gibt es nur komplexe Lösungen für γ außer $\gamma = 0$, wobei φ überall Null ist. Bei einem reellen Bodenwiderstand tritt also immer eine Dämpfung auf, welche sich oberhalb der Grenzfrequenz durch eine Näherungsrechnung ermitteln läßt, solange $\beta H \ll 1$ und $R/\omega \varrho H \ll 1$. Für $n = 1$ wird

$$\operatorname{tg} \gamma H \approx (\alpha + i \beta) H - \pi \approx i \cdot \frac{R}{\varrho c} \cdot \frac{\alpha + i \beta}{k} .$$

Setzt man $R/\varrho c = r$, so ist

$$\alpha = \frac{k}{h} \cdot \frac{1}{1 + (r/\pi h)^2} \approx \frac{k}{h} ,$$

$$\beta = \frac{k}{h} \cdot \frac{r/\pi h}{1 + (r/\pi h)^2} \approx k \cdot \frac{r}{\pi h^2} .$$

Solange $r < 1/3$, ist für $h = 1 \ldots 2$ die Korrektur für α, welche eine scheinbare Vergrößerung der Wassertiefe bewirkt, $< 1\%$, so daß sie gegen den Einfluß eines Federungswiderstandes vernachlässigbar wird. Es ist:

$$\text{(14)} \qquad \begin{aligned} k' = \alpha' - i \beta' &= \sqrt{k^2 - (\alpha + i \beta)^2} \\ \alpha' \beta' &= \alpha \beta . \end{aligned}$$

Ist $r < 1/3$, so ist der Fehler von α' und β' kleiner als 10%, wenn $h \geq 1{,}02\, h_g$:

$$\text{(14a)} \qquad \alpha' = k \sqrt{1 - \frac{1}{h^2} \cdot \frac{1}{1 + (r/\pi h)^2}} \approx k \sqrt{1 - 1/h^2}$$

$$\text{(14b)} \qquad \beta' \approx \frac{k}{\sqrt{1 - 1/h^2}} \cdot \frac{r}{\pi h^3} .$$

Die Dämpfung β' steigt also zur Grenzhöhe hin noch stärker an als die Phasengeschwindigkeit $c_{ph} = \omega/\alpha'$.

$\mathfrak{W}$ komplex: $\mathfrak{W}/\varrho c = r - i s$. Dieser allgemeine Fall bringt nach der Behandlung der beiden Fälle $\mathfrak{W}$ reell und $\mathfrak{W}$ imaginär nichts wesentlich Neues. Der imaginäre Anteil $i s$ kann praktisch immer auf einen Federungswiderstand beschränkt werden:

$$\mathfrak{W} = (r - i s) \cdot \varrho c = R - i \frac{1}{\omega F}$$

$$\text{(10e)} \qquad \operatorname{tg} \gamma H = i\,(r - i s) \cdot \frac{\gamma}{k} .$$

Für $n = 1$ wird bei derselben Näherung wie oben, nämlich $r, s \ll \pi h$:

$$\alpha \approx \frac{k}{h} \cdot \frac{1}{(1 - s/\pi h)} ,$$

$$\beta \approx k \cdot \frac{r}{\pi h^2} \cdot \frac{1}{(1 - s/\pi h)^2} .$$

Der Unterschied zum Fall $\mathfrak{W} = 0$ liegt in der scheinbaren Verkleinerung der Wasserhöhe und in dem Auftreten einer Dämpfung. Die entsprechende Vergrößerung der Grenzhöhe h_g ist durch den Federungswiderstand bestimmt, welcher damit den Verlauf der Phasengeschwindigkeit und der Dämpfung bedingt, während die Größe der Dämpfung durch den Wirkwiderstand gegeben ist:

$$\alpha' \approx k \sqrt{1 - \frac{1}{h^2} \cdot \frac{1}{(1 - s/\pi h)^2}}\,, \qquad \beta' \approx k \cdot \frac{k}{\alpha'} \cdot \frac{r}{\pi h^3}\,. \tag{15}$$

Die im vorhergehenden Abschnitt erwähnte Möglichkeit einer Ausbreitung für $n = 0$ bei einem Federungswiderstand ergibt folgende Lösung, wenn eine Dämpfung vorhanden ist: für $n = 0$ ist bei $R \ll \varrho c$, d. h. $\beta H \gg 1$:

$$\begin{aligned} \mathfrak{Tg}\,(\beta H - i\,\alpha H) &\approx \mathfrak{Tg}\,2\,\beta H - i\,\frac{\sin 2\,\alpha H}{\mathfrak{Cof}\,2\,\beta H} \\ &\approx 1 \approx (r - i\,s) \cdot \frac{(\alpha + i\,\beta)}{k}\,, \\ \alpha &= \frac{k}{s(1+\eta^2)} \cdot \eta\,, \\ \beta &= \frac{k}{s(1+\eta^2)}\,. \end{aligned} \tag{10f}$$

Für $s \ll 1$ und $r/s = \eta < 0{,}7$ ist

$$\alpha' = k \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{s^2} \cdot \frac{1-\eta^2}{(1+\eta^2)^2}} \approx \frac{k}{s} \cdot \frac{\sqrt{1-\eta^2}}{1+\eta^2}\,, \qquad \beta' = k \cdot \left(\frac{k}{\alpha'}\right) \cdot \frac{1}{s^2} \cdot \frac{\eta}{(1+\eta^2)^2} \approx \alpha' \cdot \frac{\eta}{1-\eta^2}\,. \tag{16}$$

Da der Verlustfaktor η vielfach nicht $\ll 1$ aber meist $< 0{,}7$ ist, muß der Faktor von $1/s^2$ als merkliche Korrektur berücksichtigt werden. Die Phasengeschwindigkeit wird nicht ganz so stark verkleinert wie bei der reinen Federung. Die Dämpfung ist ungefähr η proportinal und wird bei kleinen Federungswiderständen sehr groß.

b) Schalldruckverteilung über die Höhe der Wasserschicht

Bei rein imaginären Bodenwiderständen (Masse oder Federung) ist infolge der verlustlosen Ausbreitung gleiche Phase über die ganze Höhe vorhanden, abgesehen von einem Phasensprung um π, der bei einem Federungswiderstand an der Stelle $z = H\,(1 - s/\pi h)$ auftritt. Bei Vorhandensein eines reellen Anteils ändert sich die Phase mit z, die Wellenfront bleibt also nicht mehr parallel zur z-Achse, und es tritt eine Abweichung von der sinusförmigen Verteilung ein.

An der Stelle x ist

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_x \cdot \sin\,(\alpha + i\,\beta)\,z \\ &= \varphi_x \sqrt{\sin^2 \alpha\,z + \mathfrak{Sin}^2\,\beta\,z} \cdot e^{i\,\mathrm{arctg}\,(\mathfrak{Tg}\,\beta z/\mathrm{tg}\,\alpha z)}\,. \end{aligned} \tag{17}$$

Für drei ausgezeichnete Punkte: nämlich dicht an der Oberfläche, in halber Höhe und am Boden, kann man durch Näherungen Betrag und Phase des Schalldruckes angeben.

Für $z \ll H$:

$$\varphi \approx \varphi_x \cdot \pi \frac{z}{H} \cdot e^{i \cdot r/\pi h}\,,$$

für $\alpha z = \pi/2$, $z \approx H/2$:

$$\varphi \approx \varphi_x\,[1 + 1/2 \cdot (r/\pi h)^2] \cdot e^0\,,$$

für $z = H$, wenn $\beta z \ll \pi$,

mit Federungsanteil:

$$\varphi_{F,R} \approx \varphi_x \cdot \frac{\sqrt{s^2 + r^2}}{h\,[1 - s/\pi h]} \cdot e^{-i(\pi - r/s - r/\pi h)}\,,$$

(18) mit Massenanteil:

$$\varphi_{M,R} \approx \varphi_x \cdot \frac{\sqrt{s^2 + r^2}}{h\,[1 + (-s/\pi h)]} \cdot e^{-i(r/-s - r/\pi h}\,,$$

ohne imaginären Anteil:

$$\varphi_R \approx \varphi_x \cdot \frac{r}{h} \cdot e^{-i(\pi/2 - r/\pi h)}\,.$$

Bei reinem Wirkwiderstand durchläuft der Phasenwinkel für $z = 0 \ldots H$ die Werte $(r/\pi h) \ldots 0 \ldots (r/\pi h) - \pi/2$. Der imaginäre Anteil bewirkt eine starke Veränderung der Phase am Boden. Während ein Massenwiderstand das starke Anwachsen des negativen Phasenwinkels verhindert, vergrößert ein Federungswiderstand ihn noch über $-\pi/2$ hinaus. Es tritt eine Krümmung der Wellenfront zum Boden hin ein. In Abb. 3 sind s und r der Anschaulichkeit halber übertrieben groß gewählt.

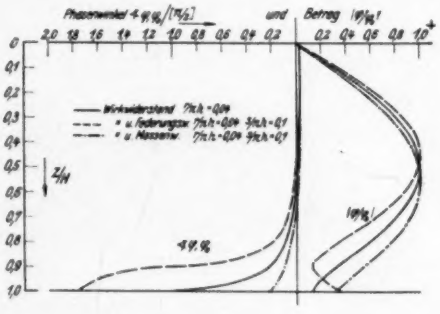


Abb. 3. Berechneter Verlauf des Schalldruckes bzw. des Geschwindigkeitspotentials nach Betrag und Phase senkrecht zur Wasserschicht

c) Gruppengeschwindigkeit

Die Gruppengeschwindigkeit, definiert als Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schwebung zweier unendlich benachbarter Frequenzen, ist

bei Vernachlässigung der Dämpfung nach RAYLEIGH[6]) gegeben durch

$$c_{gr} = \frac{d\omega}{dk'}. \tag{19}$$

Für den Fall $\mathfrak{W} = 0$ ist

$$k' = k\sqrt{1 - 1/h^2},$$

so daß

$$\frac{dk'}{d\omega} = \frac{1/c}{\sqrt{1 - 1/h^2}}.$$

Damit ergibt sich

$$c_{gr} = c^2/c_{ph}. \tag{20}$$

Die Gruppengeschwindigkeit ist also der Phasengeschwindigkeit umgekehrt proportional, solange die Dämpfung vernachlässigbar klein ist. Diese Beziehung gilt angenähert auch dann noch, wenn der Bodenwiderstand einen imaginären Anteil besitzt, vorausgesetzt, daß dieser genügend klein ist.

d) Wellenwiderstand einer Schicht

Es erweist sich als vorteilhaft, den Wellenwiderstand einer begrenzten Schicht $\mathfrak{Z}'$ zu definieren als das Verhältnis von Druck p zu Schnellekomponente in x-Richtung v', wobei sich diese beiden Größen durch Differenzieren des Geschwindigkeitspotentiales ergeben:

$$\varphi = \varphi_a \cdot e^{i\omega t - ik'x} \cdot F(\gamma, z),$$

$$p = \varrho \frac{\partial \varphi}{\partial t} = i\,\omega\,\varrho \cdot \varphi,$$

$$v' = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = i\,k' \cdot \varphi.$$

Daraus ergibt sich der von z unabhängige Schichtwellenwiderstand

$$\mathfrak{Z}' = \frac{p}{v'} = \frac{\omega\varrho}{k'} = \varrho\, c'. \tag{21}$$

Für kleine β' geht darin c' in c_{ph} über.

3. Reflexion und Beugung

a) Reflexion an der ebenen Grenze zweier Schichten bei senkrechtem Einfall

An der lotrechten Grenze zweier wagerechter Flüssigkeitsschichten 1 und 2 wird im allgemeinen ein Teil der einfallenden Welle reflektiert. Das Verhältnis der Geschwindigkeitspotentiale der reflektierten zur einfallenden Welle wird mit $\mathfrak{R}$ bezeichnet:

$$\mathfrak{R} = \frac{\varphi_{r1}}{\varphi_{e1}}.$$

Die Grenzbedingungen für Druck und Schnelle lauten dann:

$$p_2 = p_{e_1} + p_{r_1} = p_{e_1} \cdot (1 + \mathfrak{R}),$$

$$v'_2 = v'_{e_1} - v'_{r_1} = v'_{e_1} \cdot (1 - \mathfrak{R}).$$

$$\mathfrak{R} = \frac{1 - (\mathfrak{Z}'_1/\mathfrak{Z}'_2)}{1 + (\mathfrak{Z}'_1/\mathfrak{Z}'_2)}. \tag{22}$$

Für die Reflexion im Flachbecken ist also nicht das Verhältnis der Wellenwiderstände, wie im dreidimensional ausgedehnten Medium, sondern das Verhältnis der Schichtwellenwiderstände maßgebend, da im allgemeinen bei gleicher absoluter Schichthöhe H die Phasengeschwindigkeit in verschiedener Weise geändert wird. Die Änderung der Phasengeschwindigkeit ist für das Flachbecken aus dem Vorhergehenden bekannt. Es genügt für die Betrachtung, die Näherung für $\mathfrak{W} = 0$ anzuwenden:

$$c_{ph} = c/\sqrt{1 - 1/h^2},$$

$$\frac{\mathfrak{Z}'_1}{\mathfrak{Z}'_2} = \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2} \cdot \sqrt{\frac{1 - 1/h_2^2}{1 - 1/h_1^2}}. \tag{23}$$

Wenn $c_1 \approx c_2$, wird mit Berücksichtigung, daß $h_1 \approx 2$, d. h. $H_1 \approx \lambda$:

$$\frac{\mathfrak{Z}'_1}{\mathfrak{Z}'_2} \approx \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2} \cdot \left[1 + \frac{1 - c_2/c_1}{h_1^2 - 1}\right] \approx \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2} \cdot \left[1 + \frac{1 - c_2/c_1}{3}\right] \tag{23a}$$

Bei gleichen Wellenwiderständen $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2$ ist die Größe der Reflexion vom Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten und von der Wasserhöhe abhängig. Weichen die Schallgeschwindigkeiten bzw. die Dichten um 25% voneinander ab, so wird die Reflexion erst 4%, wie aus (23b) hervorgeht.

$$\mathfrak{R} = \frac{1 - c_1/c_2}{2\,(h_1^2 - 1)} \approx \frac{1 - c_1/c_2}{6}. \tag{23b}$$

b) Beugung und geometrische Reflexion

Die Reflexion an einem imaginären Widerstand, z. B. an einer dünnen ebenen Folie vor einer Luftschicht, ist vollkommen. Dünnwandige luftgefüllte Blechkästen wurden daher als Reflexionsnormal ($|\mathfrak{R}| = 1$) verwendet. Die Beugung an den Enden der aus technischen Gründen in der Länge beschränkten Kästen bewirkt erhebliche Abweichungen von der geometrischen Reflexion. Die Untersuchung von Beugungsvorgängen gewinnt nun allgemeine Bedeutung dadurch, daß es möglich ist, sie auf

[6]) LORD RAYLEIGH, Theory of Sound, Bd. 1, S. 301.

zweidimensionale Probleme in unbegrenzten Medien auszudehnen.

Die Ausbreitung im Flachbecken läßt sich als Überlagerung zweier schräg einfallender ebener Wellen auffassen (Abb. 4):

$$\varphi = \varphi_a/2 \cdot e^{-ik\xi_1} + \varphi_a/2 \cdot e^{-ik\xi_2}$$
$$= \varphi_a \cdot e^{-ik\sin\varepsilon \cdot x} \cdot \sin(k\cos\varepsilon \cdot z)\,.$$

Für $\cos\varepsilon = 1/h$ wird

$$\varphi = \varphi_a \cdot e^{-ik'x} \cdot \sin\left(\frac{k}{h} \cdot z\right). \tag{24}$$

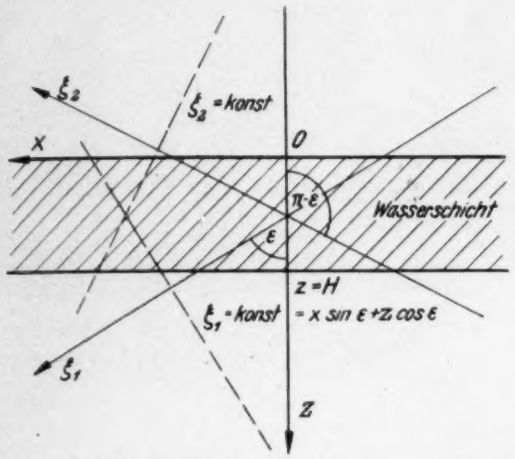


Abb. 4. Die Schallausbreitung in der Wasserschicht als Überlagerung zweier schräg einfallender Wellen

Setzt man nun nach der Darstellung von RUBINOWICZ[7]) die Schallverteilung aus der geometrischen Reflexion und der Beugung an der Schirmumrandung zusammen, so kann man alle Beugungsvorgänge im Flachbecken durch die Beugungswellen dieser beiden schräg einfallenden Wellen 1 und 2 an einer Halbebene erfassen. Durch Berücksichtigung der Tatsache, daß nur diejenigen Punkte z der Kante wesentlich zur Intensität an einem Punkt x, y (y in Schirmebene) beitragen, welche auf der Spitze des zugehörigen Reflexionskegels liegen, erhält man mit Hilfe des FRESNEL-Integrals eine Näherung für das Geschwindigkeitspotential φ_B an der Stelle x, y ($R = \sqrt{x^2 + y^2}$) im Schallschatten:

$$\varphi_B = \varphi_{B_1} + \varphi_{B_2} = 2\varphi_{B_1}$$
$$= -\varphi_0 \cdot e^{-ikzs}\,\frac{1+i}{4\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{-ik'R}}{\sqrt{k'R}} \cdot \frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}+x}\,, \tag{25}$$

[7]) M. v. LAUE, Hdb. Exp.-Physik, Bd. 18 (1928).

d. h. eine von der beugenden Kante, an der das Potential der einfallenden Welle nach Betrag und Phase durch φ_0 und x_s gegeben ist, ausgehende Zylinderwelle mit einer durch den letzten Faktor gegebenen Richtungsabhängigkeit. Diese Beugungswelle unterscheidet sich von der bei senkrechtem Einfall im dreidimensionalen Fall nur durch die veränderte Wellenzahl k'. Man kann also alle zweidimensionalen Beugungsvorgänge (z. B. an Kanten, Schlitzen, Streifen usw.) auf das Flachbecken übertragen.

III. Meßverfahren

1. Das Impulsverfahren

Das Impulsverfahren ist durch seine Anwendung bei Luftschall[8]) z. B. zur Messung des Reflexionsvermögens des Erdbodens[9]) bekannt. Auf einen Wasserschallsender wird von einem elektrischen Sender in regelmäßiger Folge kurzzeitig eine Wechselspannung bestimmter Frequenz gegeben, so daß dieser periodisch Schallimpulse in das Medium abstrahlt, welche nach der Beeinflussung durch das Meßobjekt (Beugung, Reflexion, Durchgang) den Schallempfänger treffen. Die Impulse werden elektrisch verstärkt, in ihrer zeitlichen Folge nebeneinander sichtbar gemacht und gemessen. Durch zweckmäßige Anordnung von Schallsender, Empfänger und Meßobjekt im Becken muß der Meßimpuls von direkten oder an den Wänden reflektierten Impulsen zeitlich getrennt werden.

Wird eine bestimmte Frequenz kurzzeitig eingeschaltet, so wird dieser Vorgang durch ein Frequenzband beschrieben. Gibt man diesen rechteckig begrenzten elektrischen Impuls auf einen Schallsender nicht geradliniger Frequenzkurve, so wird er durch Ein- und Ausschwingvorgänge verzerrt, weil das Frequenzband nicht gleichmäßig abgestrahlt wird. Auch die übrigen Teile der Meßeinrichtung (Schallempfänger, Resonanzverstärker usw.) können solche Verzerrungen bewirken. Bei genügender Impulsdauer kann man nach Ablauf der Einschwing-

[8]) F. SPANDÖCK, Ann. Phys. 20 (1934), S. 328.

[9]) W. ERNSTHAUSEN und W. v. WITTERN, Akust. Z. 4 (1939), S. 353.

zeit, welche durch die Gesamtfrequenzkurve bestimmt ist[10]), mit stationären Verhältnissen bei der geschalteten Frequenz rechnen. Der in gleicher Weise zu behandelnde Ausschwingvorgang verlängert den Impuls. Bei Messungen von stark frequenzabhängigen Vorgängen, z. B. Beugung, darf nur der Impuls zwischen Ein- und Ausschwingvorgang berücksichtigt werden, weil die Ausgleichsvorgänge durch solche Vorgänge verändert werden.

Während die Mindestdauer der Impulse durch die Einschwingzeit bestimmt ist, begrenzen die zur Verfügung stehenden Laufzeiten (Beckendimensionen) die Impulsdauer nach oben. Rechnet man mit 10 . . . 20 Schwingungen für den Impuls, so erhält man eine Impulsdauer von 0,5 . . . 1 ms (f = 20 kHz) bzw. eine Impulslänge von 75 . . . 150 cm, so daß die Abstände der Meßobjekte ungefähr 200 cm betragen müssen. Man kommt also zu Beckenabmessungen von einigen Metern.

2. Dauertonmessungen

Zur Messung einiger physikalischer Größen bei der Untersuchung des Flachbeckens, z. B. der Phasengeschwindigkeit, ist das Impulsverfahren nicht geeignet. Bei genügend großer Ausbreitungsdämpfung können diese Messungen mit Dauerton ausgeführt werden.

IV. Meßeinrichtung

1. Das Flachbecken

Das mehrmals erneuerte und verbesserte Flachbecken (Abb. 5) hat eine Grundfläche von 450 cm × 650 cm. Boden und Wände des Beckens wurden für die ersten Versuche aus Dachpappe in einem Holzbalkenrahmen auf einem Betonboden hergestellt. Die Dachpappe enthält genügend Luft im Innern oder an ihrer Unterseite, um schallweich zu wirken. Unangenehm waren die an den unvermeidbaren Klebstellen auftretenden Störreflexionen. Da im Laufe der Zeit die anfänglich sehr kleine Dämpfung im Becken durch Aufweichen der Dachpappe stark zunahm, und die Haltbarkeit sich gleichzeitig verringerte, wurde die Dachpappe durch dünnen Gummistoff (0,5 mm), dessen Klebstellen kaum merklich sind, ersetzt. Zur

[10]) J. G. Helmbold, Akust. Z. 2 (1937), S. 256.

Abb. 5. Teilansicht des Flachbeckens mit der Empfängerfahrbahn. Vorn ein Luftkasten, dahinter der Schallempfänger und der Schallsender. Vorn rechts der Wasserhöhenmesser

Erzielung eines glatten, schallweichen Untergrundes wurden auf dem Betonboden stark lufthaltige Holzfaserstoffplatten ausgelegt.

Der dünne Gummistoff wurde später durch einen gummiähnlichen Kunststoff (3 mm) ersetzt, da die durch den Gummistoff dringende Feuchtigkeit von den Faserstoffplatten aufgesaugt wurde, so daß sich die Dämpfung stark vergrößerte, während der Federungswiderstand genügend klein blieb. Unebenheiten in der Größenordnung von Millimetern mußten in Kauf genommen werden, da sonst die Herstellung des Beckens vielfach schwieriger geworden wäre.

Für einen besonderen Versuch wurde ein Becken aus wasserdicht verputztem Beton hergestellt. Die Vergleichbarkeit der Schallwiderstände von Wasser und Beton bewirkt, daß ein erheblicher Teil der Schallenergie in den Beton abwandert, so daß einerseits eine erhebliche Ausbreitungsdämpfung der Impulse gemessen wird und andererseits durch die größere Schallgeschwindigkeit im Beton Impulsvorläufer entstehen, welche die Messung erheblich stören. Durch Abdecken des Bodens mit Asbestzementplatten konnte man zwar das Eindringen des Schalls in den Beton vermeiden, es zeigte sich jedoch auch hier eine große Dämpfung, welche offenbar in der Beschaffenheit der Platten ihre Ursache hat.

Das Becken wurde entsprechend der jeweiligen Meßfrequenz bis zur Höhe von 0,95 λ mit Leitungswasser gefüllt. Das Ausfallen von Luft aus neu eingefülltem Wasser bewirkt eine erhebliche Dämpfung, so daß meist erst einige Stunden nach dem Einfüllen mit dem Messen begonnen werden kann, wenn nicht sinkende Temperatur das Ausfallen von Luft verhindert [11]) [12]). Eine schnell durchführbare Wasserhöhenmessung wurde mittels eines mit einem Schwimmer arbeitenden Gerätes erzielt, welches bei völliger Freiheit von Spiel eine Anzeigegenauigkeit von 0,2 mm besitzt (Abb. 5).

2. *Impulssender*

Nach anfänglichen Versuchen mit mechanischen und mechanisch-photoelektrischen Geräten zur Impulserzeugung, wurde eine rein elektrische Anordnung (leichte Einstellbarkeit und geringe Störanfälligkeit) entwickelt.

Zur Erzeugung der für den Betrieb des Schallsenders erforderlichen Wechselstromleistung wurde ein Rückkopplungssummer von 4 . . . 80 kHz mit einer Ausgangsleistung von 25 Watt gebaut. Zur Anpassung an die meist niederohmigen Schallsender ist ein Spezialausgangstransformator vorhanden. Der Polarisationsstrom für die Magnetostriktionssender wird ebenfalls dem netzbetriebenen Gerät entnommen. Die Erzeugung der Impulse erfolgt durch Steuerung der zwischen Schwingstufe und Endstufe liegenden Verstärkerstufe mittels eines Kippgerätes, welches eine kurzzeitig periodisch unterbrochene Sperrspannung liefert. Impulsfolge und -dauer sind regelbar. Zur Erzielung maximaler Schalleistung wird die Streuinduktivität des Ausgangstransformators zusammen mit der Induktivität des Schallsenders mittels eines Kondensators auf die Meßfrequenz abgestimmt.

3. *Schallsender*

Als Schallsender wurden hauptsächlich Magnetostriktionssender benutzt, welche bei der Impulserzeugung in der Nähe der Resonanz arbeiteten. Eine einwandfreie Impulserzeugung ist nur mit genügend stark gedämpften Sendern möglich. Magnetostriktionsstäbe kleinen Querschnitts besitzen so geringe Strahlungsdämpfung, daß der Ausschwingvorgang in den folgenden Impuls hineinreicht. Geeignet sind Nickelblechpakete und Tonpilze mit genügend großer Abstrahlungsfläche. Außer der Strahlungsdämpfung spielen jedoch noch andere Dämpfungen eine Rolle. Durch geeignetes Pressen der Bleche kann man die mechanische Dämpfung verändern.

Eine sehr saubere Umsetzung der elektrischen Impulse konnte mit einem elektrostatischen Sender nach SELL auf Grund dessen ausgeglichener Frequenzkurve erzielt werden. Die abgestrahlte Leistung war jedoch gering. Auch wasserfest aufgebaute Telephone waren für die Impulserzeugung besonders bei tiefen Frequenzen brauchbar.

4. *Schallempfänger*

Entsprechend dem hohen Schallwiderstand von Wasser sind für die Messung von Wasserschall besonders Schalldruckempfänger geeignet. (Bei gleicher Leistung ist der Schalldruck im Wasser rd. 60mal größer als in Luft.) Die RAYLEIGH-Scheibe ist ihrer geringen Empfindlichkeit wegen nur zu Eichzwecken brauchbar. Bei allen Versuchen wurden Kristallmikrophone verwendet, weil sie gegenüber den Kondensatormikrophonen den Vorteil der größeren Empfindlichkeit und des einfacheren Aufbaus besitzen. Nach dem Prinzip der Biege-

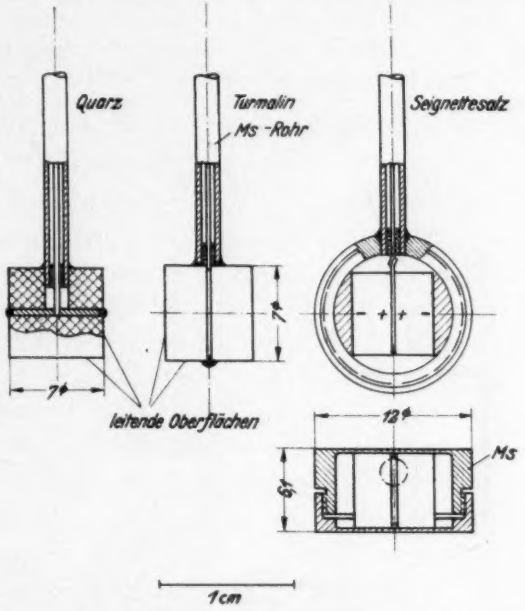


Abb. 6. Aufbau der verwendeten Kristall-Schallempfänger

[11]) E. GANITTA, Akust. Z. 5 (1940), S. 87.
[12]) E. MEYER und K. TAMM, Akust. Z. 4 (1939), S. 145.

schwinger arbeitende Kristallempfänger waren wegen ihrer Größe und ihres Frequenzganges nicht brauchbar. Von einem geeigneten Schallempfänger ist zu fordern: 1. geringe Störung des Schallfeldes durch kleine Abmessungen (bei $f = 20$ kHz ist $\lambda/2\pi \approx 1{,}25$ cm) und durch große Schallhärte, 2. genügend glatte Frequenzkurve und 3. absolute Wasserfestigkeit. Für die unten beschriebenen Rohrmessungen (s. C III) gelten die ersten beiden Forderungen in erhöhtem Maße. Es wurden daher ausschließlich als Dickenschwinger arbeitende Kristallempfänger verwendet. In einfachster Weise erfüllt ein ungekapselter Quarz die Forderungen.

Abb. 7 zeigt die Lage der Schnittflächen des Quarzes (1 cm ∅ × 1 cm Höhe, Eigenfrequenz 300 kHz), dessen eine Belegung isoliert durch ein dünnes Messingrohr herausgeführt wird, während die andere durch Versilberung mit der Mantelfläche und dem Zuleitungsrohr zu einer geschlossenen Abschirmung vereinigt und mit dem Wasser leitend verbunden ist (Abb. 6). Durch Verwendung zweier

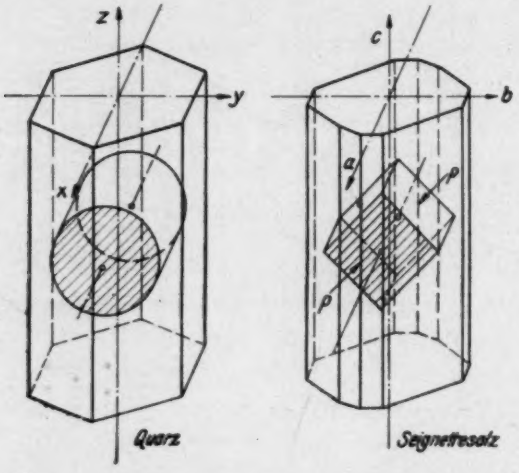


Abb. 7. Lage der Schnittflächen geeigneter Empfängerkristalle im Kristallachsensystem bei Quarz und bei Seignettesalz

Quarze vereinfacht sich der Aufbau, da die zwischen beiden liegende Elektrode durch die Quarze selbst isoliert wird. Diese Quarzempfänger haben geringe, aber ausreichende Empfindlichkeit, obwohl Quarze unter allseitigem Druck ihrem Kristallaufbau zufolge keine Piezospannung liefern sollten. Phasenmessungen im Kundtschen Rohr (s. *C*) zeigen auch, daß sie keine reinen Druckempfänger sind.

Bei den Rohrmessungen ist die reine Druckempfindlichkeit wichtig, deshalb wurden die Quarze durch Turmaline ersetzt, da diese bei allseitigem Druck einen Piezoeffekt zeigen. Die Prüfung im Kundtschen Rohr beweist, daß sie reine Druckempfänger darstellen (Abb. 21).

Zur Erzielung einer wesentlich höheren Empfindlichkeit für die Dämpfungsmessungen

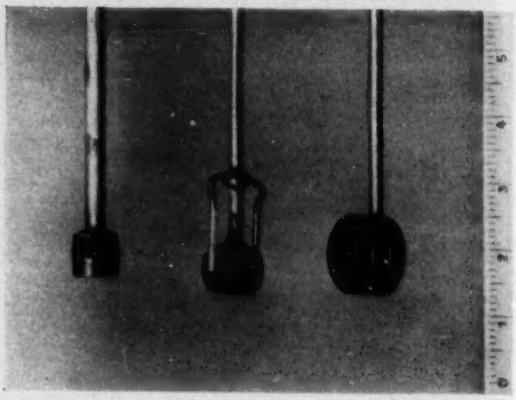


Abb. 8. Quarz-, Turmalin- und Seignettesalz-Schallempfänger

wurden Seignettesalzkristallempfänger entwickelt. Bei allseitigem Druck gibt der Seignettesalzkristall keinen Piezoeffekt. Eine Kapselung ist aus diesem Grunde und wegen der Wasserlöslichkeit notwendig. Zur Umwandlung der Druckbeanspruchung in die piezoelektrisch wirksame Schubspannung sind zwei Kristalle (Größe $6 \times 6 \times 3$ mm³), wie Abb. 6 und 7 zeigen, aus dem Kristall geschnitten und so nebeneinander in die Kapseln eingesetzt, daß ihre Schmalseiten die Membranen berühren, während gleichpolige (quadratische) Flächen auf der Mittelelektrode bzw. am Gehäuse liegen.

Die ungefähr 0,05 mm dicken Membranen wurden entweder auf die ringförmigen Kapselhälften aufgelötet oder zusammen mit diesen aus dem Vollen gedreht. Die Kapselhälften wurden bis zum Aufliegen der Membranen auf den Kristallen zusammengeschraubt und mit Speziallack gedichtet. Zur Vermeidung von Mikrophoneffekten der Zuleitung und der Anregung des Abschirmröhrchens zu Längsresonanzen, welche Impulsverformungen und Meßfehler bewirken, muß dieses Röhrchen sehr starr gemacht werden. Dies wird durch einen möglichst kleinen Durchmesser (2 mm) erreicht. Die dadurch bedingte große Zuleitungskapazität, welche durch Anwendung eines dünnen Mittelleiters auf ungefähr 50 pF bei 2,5 pF/cm verringert werden konnte, verkleinert zwar die Empfindlichkeit, da die Innen-

kapazität nur 6 pF beträgt, verhindert aber bereits wegen des hohen Isolationswiderstandes von über 20 MΩ einen Abfall der Frequenzkurve bis zu sehr tiefen Frequenzen. Ein Schraubanschluß ermöglicht schnelles Anschließen und Auswechseln der Mikrophone. Der schallharte Aufbau der Empfänger bewirkt sehr hochliegende Eigenfrequenzen. Die Aufnahme der Frequenzkurven z. B. mit einer RAYLEIGH-Scheibe, welche in diesem Zusammenhang bereits angewendet wurde, ist für eine spätere Arbeit vorgesehen.

5. Verstärkung und Messung der empfangenen Impulse

Zur Erzielung einer möglichst kurzen Empfängerzuleitung bildet der Vorverstärker, der mit den weiteren Verstärkerstufen durch Kabel verbunden ist, zusammen mit dem Schallempfänger eine frei bewegliche Einheit. Der Vorverstärker, welcher gleichzeitig die Halterung für den Schallempfänger trägt, ist auf einer waagerechten Bahn über dem Flachbecken mittels eines elektrischen Antriebes oder von Hand verschiebbar, so daß das Schallfeld abgetastet werden kann (Abb. 5). Mittels eines Feintriebes kann die Höhe des Empfängers eingestellt werden. Durch Einschaltung eines Resonanzverstärkers können Oberwellen ausgeschaltet werden, welche besonders bei den Phasenmessungen störend auftreten, wenn große Dämpfung für die Grundfrequenz vorhanden ist. Zur Sichtbarmachung der Impulse wird die verstärkte Empfängerspannung auf einen Oszillographen gegeben, dessen Kippfrequenz durch die Impulsfrequenz synchronisiert wird. Bei der meist verwendeten Impulsfrequenz von 50 Hz werden Impulsgeber und Oszillograph vom Netz synchronisiert. Man erhält so ein Bild der zeitlichen Impulsfolge (Abb. 17). Aus der Lage der Impulse zueinander bzw. zu dem elektrisch angekoppelten Sendeimpuls kann auf ihre Entstehungsorte geschlossen werden. Bei linearem Verlauf der Kippspannung können aus den Abständen die Laufzeiten direkt abgelesen werden. Durch Ausmessen der Impulshöhe mit einem geeigneten Maßstab erhält man ein Maß für die Impulsspannung, welche mit der eines Bezugsimpulses verglichen wird.

Im allgemeinen interessiert aus der Impulsfolge nur ein ganz bestimmter Meßimpuls, während die anderen Impulse nur die Übersicht stören. Ist dieser Impuls klein, so ist es zur Vermeidung von Übersteuerung durch den direkten Impuls wünschenswert, die Verstärkung nur während der Dauer des Meßimpulses wirksam werden zu lassen. Dies wird durch eine zum Sender synchrone Impulssteuerung des Empfangsverstärkers erreicht. Die Laufzeit des Meßimpulses wird durch Verschiebung der Phase der Synchronisierungsspannung berücksichtigt. Durch Einstellung der Phasenverschiebung, welche am Oszillographen kontrolliert wird, kann aus der Impulsfolge jeder beliebige Impuls zur Messung herausgegriffen werden. Wegen der akustischen Verlängerung der Impulse wird die „Empfangslücke" etwas größer als die Dauer des Sendeimpulses gewählt. Die Anordnung ermöglicht somit die Anzeige und die Registrierung der Impulsspannung durch ein gegen 50 Hz träges Instrument, so daß automatisch Frequenz- und Dämpfungskurven, stehende Wellen usw. z. B. mit dem Pegelschreiber nach NEUMANN aufgenommen werden können.

V. Messungen im Flachbecken, Prüfung der Theorie

1. Messung der Phasen- und der Impulsgeschwindigkeit und der Dämpfung

Die Dämpfung wurde aus der örtlichen Abnahme des Schalldrucks (auf der Mittellinie des Senders) ermittelt. Bei relativ großen Wasserhöhen ($H \approx \lambda$) treten wegen der geringen Dämpfung störende Wandreflexionen auf, so daß Impulse zur Messung verwendet werden müssen; während bei geringen Wasserhöhen (großer Dämpfung) mit einem Dauerton gemessen werden kann (Abb. 9).

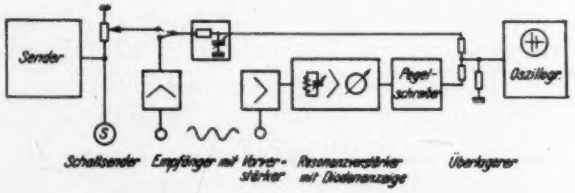


Abb. 9. Anordnung zur Messung von Phasengeschwindigkeit, Impulsgeschwindigkeit, Dämpfung und Schalldruckverteilung (nach Betrag und Phase)

Abb. 10 zeigt eine Schar für 10 kHz bei verschiedenen Wassertiefen punktweise aufgenommener Schalldruckkurven, welche entsprechend der Schalldruckabnahme einer Zylinderwelle mit $\sqrt{x}$ korrigiert sind, so daß sie in logarithmischer Darstellung angenähert Geraden ergeben, deren Neigung der Dämpfung entspricht. Die auftretenden Unregelmäßigkeiten sind durch Bodenunebenheiten bedingt.

In Abb. 12 sind die ermittelten Dämpfungswerte eingetragen, sie entsprechen dem theoretischen Verlauf für ein Bodenmaterial mit den Daten $1/F = 0{,}6 \cdot 10^9$ dyn/cm³ und $\eta = 0{,}4$. Unterhalb der Grenzhöhe erhält man keine Abweichung von der für rein imaginären Bodenwiderstand berechneten Filterdämpfung.

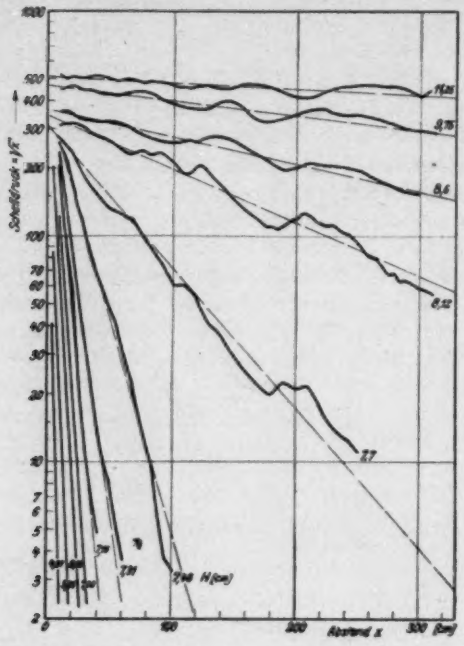


Abb. 10. Schalldruckverlauf vor dem Schallsender (mit $\sqrt{x}$ korr.) bei verschiedenen Wasserhöhen H. Frequenz $f = 10$ kHz

Die Phasengeschwindigkeit wird durch Messung der Wellenlänge λ ermittelt. Der durch einen Pegelschreiber konstant gehaltenen Empfängerspannung (abgenommen am Abgriff des Eingangspotentiometers) wird ein im Betrag gleicher Teil der Senderspannung überlagert (Abb. 9), so daß die Summenspannung beim Verschieben des Schallempfängers wegen der Phasendrehung der Empfängerspannung in Abständen von λ periodisch Null wird. Die automatische Registrierung über viele Wellenlängen zeigt, daß die Anwendung eines Dauertones auch bei kleinen Dämpfungen noch keine Störungen durch Wandreflexionen ergibt. Es ist schwierig, bei sehr großen Phasengeschwindigkeiten noch zu messen, da diese zwangsläufig mit sehr hohen Dämpfungen verbunden sind. Die obere Grenze für die Wellenlänge beträgt 100 cm bei 10 kHz.

Die bei 3 verschiedenen Wassertiefen gemessenen Phasengeschwindigkeiten entsprechen sehr genau dem theoretischen Verlauf (Abb. 11). Aus den Grenzfrequenzen läßt sich durch Vergleich mit der für $\mathfrak{W} = 0$ berechneten Grenzfrequenz größenordnungsmäßig der Federungswiderstand ermitteln (Tab. 1). Abb. 12 zeigt den Verlauf der Phasengeschwindigkeit mit abnehmender Wasserhöhe bei 10 und 15 kHz. Die für die Federung und für η ermittelten Werte sind in Tab. 1 den durch eine Kompressibilitätsmessung an einer kleinen Probe des Bodenmaterials bestimmten gegenübergestellt. Die Übereinstimmung ist gut.

Tabelle 1

	Kompressibilitäts-messung	Ausbreitungs-messung			
f [kHz]	1,2	8,15	10,0	12,7	15,0
$1/F\left[10^9 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^3}\right]$	0,3 . . . 0,9	0,95	0,4	0,4	
η	0,25 . . . 0,45		0,45		0,35

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Impulse, als Impulsgeschwindigkeit bezeichnet, wurde als Geschwindigkeit der vorderen Impulsflanke gemessen. Impulsverformung tritt erst bei kleinen Wasserhöhen auf, d. h. für $H \approx \lambda/2$, weil das Frequenzband des Impulses dann in das Gebiet großer Dispersion fällt. Die Messung wurde mit zwei Empfängern, deren Ausgangs-

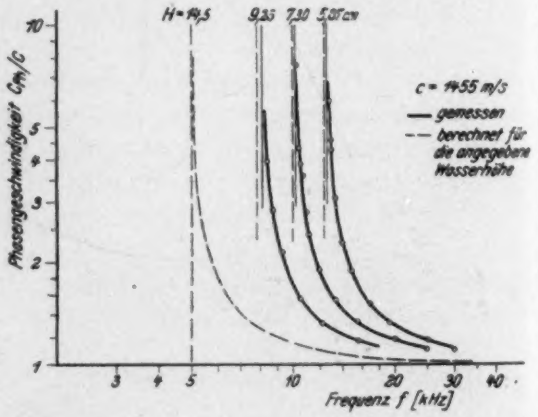


Abb. 11. Phasengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Frequenz bei verschiedenen Wasserhöhen H

spannungen überlagert wurden, durchgeführt. Während ein Empfänger unmittelbar vor dem Sender stand, konnte der andere in beliebigen Abstand vor diesen gebracht werden.

Durch Beckenabmessungen und Dämpfung ist die Laufzeit der Impulse auf ungefähr 1/250 . ..

1/300 s beschränkt. Die Messung des Abstandes auf dem Schirm der BRAUNschen Röhre würde ungenaue Werte für die Laufzeiten liefern. Die Kippfrequenz des Oszillographen wurde auf ein ganzes Vielfaches der Impulsfrequenz (5 oder 6 × 50 Hz) erhöht, so daß sich die Teilabschnitte der Zeitachse und damit die Impulse überlagerten. Durch Verschieben des zweiten Empfängers wurden die vorderen Impulsflanken zur Deckung gebracht. Die Entfernung der Empfänger ist dann der Weg des Impulses während einer Kipp-Periode. Abb. 12

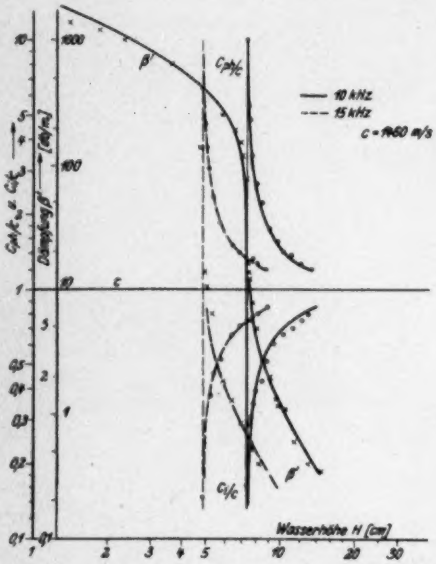


Abb. 12. Phasengeschwindigkeit, Impuls- bzw. Gruppengeschwindigkeit und Dämpfung in Abhängigkeit von der Wasserhöhe bei 2 Frequenzen

zeigt, daß die so gemessenen Impulsgeschwindigkeiten c_i im Rahmen der Meßgenauigkeit auch im Gebiet großer Dispersion (bis zu $c_i = 150$ m/s) gut mit den aus der Phasengeschwindigkeit errechneten Gruppengeschwindigkeiten übereinstimmen. Dies läßt sich durch die geringe Frequenzbandbreite des Impulses, bedingt durch die Senderresonanz, erklären.

2. *Schalldruckverteilung senkrecht zur Wasserschicht*

Die Messung der Schalldruckverteilung wurde bei einer tiefen Frequenz ausgeführt (ca. 6 kHz), da bei dieser der an sich geringe Einfluß des Bodenwiderstandes am größten und damit am besten meßbar wird. Voraussetzung für eine solche Messung ist das Vorhandensein sehr kleiner Druckempfänger. Der relative Betrag des Schalldrucks wird am Ausgangsinstrument des Resonanzverstärkers abgelesen. Der Phasenwinkel wird durch Kompensation der Empfängerspannung mittels eines in der Phase meßbar verschiebbaren Teils der Senderspannung ermittelt. Durch Verwendung eines Resonanzverstärkers wird der Klirrfaktor klein gehalten, so daß der Phasenabgleich auf ungefähr 0,5° genau erfolgen kann.

Die Mitte des durch einen Feintrieb in der Höhe verschiebbaren Empfängers läßt sich bis auf 7 mm an den Boden heranbringen. Bei der Auswertung ist zu berücksichtigen, daß die Dicke (3 mm) des gummiähnlichen Bodenbelages, der sich akustisch von Wasser kaum unterscheidet, zur Wassertiefe zu addieren ist. Die gemessenen Werte für Betrag und Phase passen sich dem theoretischen Verlauf an, der für $1/F = 0{,}6 \cdot 10^9$ dyn/cm³ und $\eta = 0{,}62$ er-

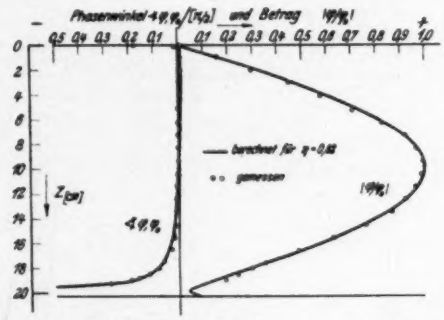


Abb. 13. Verlauf des Schalldruckes nach Betrag und Phase senkrecht zur Wasserschicht
Wasserhöhe $H = 20{,}2$ cm, Frequenz $f = 5{,}95$ kHz
($\alpha = 0{,}16$; $\beta = 0{,}002$)

rechnet wurde (Abb. 13). Der gegenüber der Ausbreitungsmessung veränderte Wert für den Verlustfaktor η erklärt sich aus der Verwendung einer etwas anderen Faserstoffplattenart als Bodenmaterial.

3. *Beugung und Reflexion*

Der Verlauf der Beugung und der Reflexion wurde durch experimentelle Prüfung der theoretisch ermittelten Schalldruckverteilung für einige praktisch besonders wichtige Fälle vorgenommen. Die als Vergleichsnormale für vollkommene Reflexion dienenden Luftkästen waren im allgemeinen ungefähr 10 Wellenlängen breit. Die Schalldruckverteilung vor einem solchen Luftkasten wurde nun gemessen, indem der Luftkasten schrittweise in der reflektierenden Ebene seitlich verschoben wurde. Abb. 14 gibt die Meßwerte und zum Vergleich den nach

der KIRCHHOFFschen Theorie mit Hilfe der FRESNELschen Integrale[7]) berechneten Verlauf. Zur Berechnung wurde das Problem des Spaltes auf den reflektierenden Streifen übertragen und damit gleichzeitig der Aufpunkt auf die Senderseite gebracht. Die Übereinstimmung ist trotz der Tiefenausdehnung des

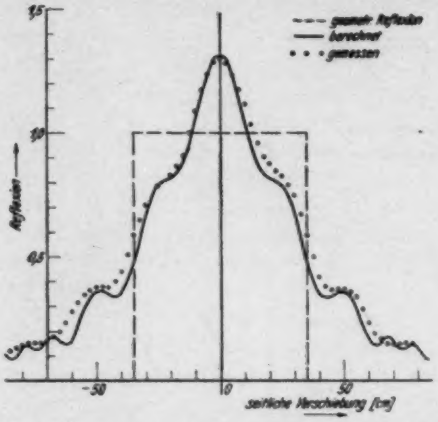


Abb. 14. Schalldruckverteilung in gleichbleibendem Abstand vor einem reflektierenden Schirm, gemessen durch seitliches Verschieben des Schirmes
Wellenlänge $\lambda = 11{,}7$ cm, Schirmbreite 70,2 cm, Senderabstand 310 cm, Empfängerabstand 200 cm

Kastens (8 cm) recht gut und zeigt, daß ein Schirm von $6\,\lambda$ Breite in der Mittelebene bei dem vorliegenden Abstand mehr als 100% reflektiert.

Der Einfluß der Schirmbreite wurde aus technischen Gründen an einem stark reflektierenden Streifen aus schaumartigem Kunststoff gemessen, dessen Breite von 135 cm angefangen schrittweise verkleinert wurde. Die Meßergebnisse und die berechnete Kurve sind in Abb. 15 dargestellt. Für kleine Schirmbreiten ergibt sich gute Übereinstimmung, für große Schirmbreiten erreicht die gemessene Reflexion bereits bei $10\,\lambda$ den Grenzwert 100%, während die berechnete Kurve noch mehrmals um diesen schwankt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Rechnung für die bei großer Schirmbreite auftretenden großen Beugungswinkel nicht mehr anwendbar ist. Möglicherweise beruht die Abweichung auf der durch Materialeigenschaften des Schirms bedingten Abnahme der Beugungswelle mit zunehmendem Beugungswinkel.

Der Verlauf des Anstiegs der Reflexion ist sehr abhängig vom Mikrophonabstand. Zur Prüfung dieser Abhängigkeit wurde der Abstand von 60 cm bis 270 cm verändert. Die Reflexion hat bei 60 cm ein Minimum, durchläuft bei 160 cm ein Maximum und strebt schließlich einem Endwert zu (Abb. 16). Der

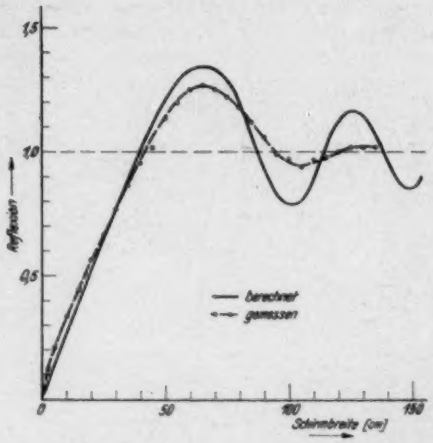


Abb. 15. Schalldruck vor der Mitte eines reflektierenden Schirmes aus Schaumpreßstoff in Abhängigkeit von der Schirmbreite
Wellenlänge $\lambda = 11{,}7$ cm, Senderabstand 310 cm, Empfängerabstand 200 cm

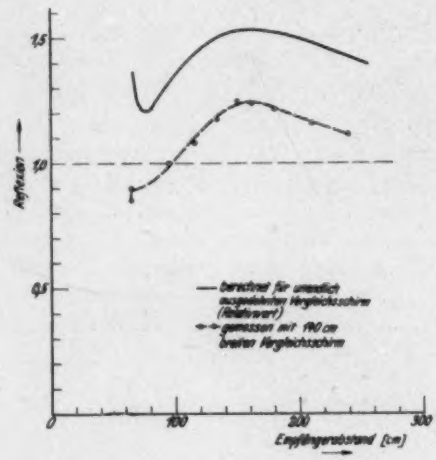


Abb. 16. Schalldruckverteilung vor der Mitte eines reflektierenden Schirmes in Abhängigkeit vom Abstand, gemessen durch Vergleich mit einem breiteren Schirm
Wellenlänge $\lambda = 11{,}7$ cm, Senderabstand 310 cm, Schirmbreite 70,2 cm bzw. 140 cm

nur als Relativwert errechnete Verlauf entspricht dem gemessenen. Für kleine Mikrophonabstände und breitere Schirme ist nach

dem oben Erwähnten keine Übereinstimmung zu erwarten. Es wurde experimentell nachgewiesen, daß bei nicht vollkommen reflektierenden Stoffen die Amplitude der Beugungswelle entsprechend auch kleiner ist.

Zur experimentellen Prüfung der Reflexion nicht vollkommen reflektierender Stoffe wurde ein geeignetes Material, dessen Schallwiderstand in dem unten beschriebenen Rohrverfahren zu

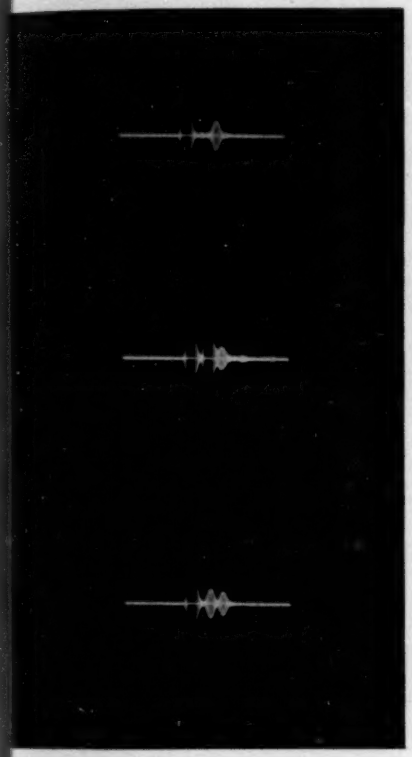


Abb. 17. Bild der Impulsfolge bei verschiedenem Reflexionsgrad

$\mathfrak{Z}/Z_1 = 1{,}03 + 0{,}25\ i$ (Z_1 Schallwiderstand von Wasser) bestimmt wurde, mit einem Luftkasten verglichen. Die Amplitudenreflexion erreichte 15—17% (Abb. 17), während der aus dem Schallwiderstand berechnete Wert der Reflexion in guter Übereinstimmung damit 13% beträgt.

4. Vergleich mit dem Tiefbecken

Zur Sicherstellung der Reflexionsmessungen im Flachbecken wurde eine Anzahl Vergleichsmessungen in einem Tiefbecken ($4 \times 4 \times 6\ m^3$) durchgeführt. Es haben sich bisher in keinem Falle prinzipielle Abweichungen gezeigt.

Nach allem bisher Gesagten kann das Flachbecken als genügend theoretisch und experimentell untersuchtes Hilfsmittel für die Wasserschallmeßtechnik angesehen werden.

C. Messungen an stehenden Wellen im Rohr

I. Anwendung des „KUNDTschen Rohres" für Wasserschall

Das Hauptanwendungsgebiet der Messungen an stehenden Wellen im Rohr ist, die Bestimmung von Schallwiderständen und der Vergleich von Schallgeschwindigkeiten in Flüssigkeiten. Schallwiderstandsmessungen mittels stehender Wellen sind auch im Flachbecken möglich, benötigen jedoch erheblich größere Materialmengen.

Für die Anwendung eines KUNDTschen Rohres ist es notwendig, daß sich stehende Wellen ungestört ausbilden können. Die Meßgenauigkeit ist wesentlich durch den Unterschied der Maxima und Minima, die sich bei verlustfreiem Abschluß einstellen, und durch ihre Gleichmäßigkeit gegeben. Die Minima sind naturgemäß außerordentlich empfindlich gegen Störungen, besonders aber gegen akustisches Übersprechen. Dieses hat hauptsächlich zwei Ursachen, einmal die Schallausbreitung in der Rohrwand und zum anderen die Schallleitung in der Mikrophonzuleitung. Die Hauptschwierigkeit ist also die Herstellung eines möglichst starren und rückwirkungsfreien Rohres und eines geeigneten Mikrophones. Versuche mit dünnwandigen Rohren und dicken Mehrschichtrohren, wie sie E. KLEIN[13]) verwendete, ergeben keine brauchbaren Ergebnisse. Durch eine neuartige Form des Rohres und geeignete Ausbildung des Mikrophones gelang es, alle Störungen praktisch vollkommen auszuschalten.

II. Theoretische Grundlagen

1. Ausbildung stehender Wellen

Ganz ähnlich wie in der oben behandelten Wasserschicht bilden sich auch in einer starr

[13]) E. KLEIN, J. Acous. Soc. Am. 9 (1938), S. 312.

begrenzten Wassersäule verschiedene Schwingungsformen aus, d. h. außer der ebenen Welle gibt es Ausbreitung bei unterteilt schwingendem Querschnitt mit entsprechend veränderter Wellenzahl[14]). Durch Begrenzung des Querschnitts ($\varnothing < 1{,}17 \cdot \lambda/2$ bei kreisrundem Rohr) wird nur die ebene Welle und damit nur eine einzige Schallgeschwindigkeit möglich. Ein vollkommen starres Rohr läßt sich nicht herstellen. Die Nachgiebigkeit der Wand bewirkt eine Verkleinerung der Schallgeschwindigkeit. Für den Fall, daß die Rohrelemente unabhängig voneinander schwingen können, erhält man den Einfluß auf die Schallgeschwindigkeit im Rohr c_r aus einer von KORTEWEG[15]) angegebenen Formel:

$$(26) \quad c_r = c\left(1 + \frac{\varrho\, c^2}{E_r} \cdot \frac{R}{(1 - 5/6 \cdot a/R)\, a}\right)^{-1/2}.$$

Dabei ist a die Wandstärke, R der Rohrradius und E_r der Elastizitätsmodul des Rohrmaterials.

Sind die Abmessungen des zu messenden Stoffes klein und ist sein Schallwiderstand dem des Wassers ähnlich, dann wird das Rohr an der Meßstelle in gleicher Weise wie durch die Wassersäule beansprucht; die Phasengeschwindigkeit wird dann im Stoff in ähnlicher Weise wie die des Wassers geändert.

2. *Ermittlung des Schallwiderstandes*

Ersetzt man den schallharten Abschluß einer Wassersäule durch einen Widerstand $\mathfrak{Z}_a$, so verschieben sich die Minima um den Betrag $\sigma \cdot \lambda/4$ auf den Sender zu. Zur Eichung schließt man das Rohrende im Kurzschluß ab, indem man die Wassersäule an Luft angrenzen läßt, so daß $\mathfrak{Z}_a = 0$ und $\sigma = \pm 1$. Bringt man nun den Stoff an diese Stelle, so kann man aus der Verschiebung der Minima $b = (\sigma \mp 1) \cdot \lambda/4$ gegen die Eichung und dem Verhältnis d der Minima zu den Maxima den Schallwiderstand $\mathfrak{Z}_a$ bzw. die Reflexion $\mathfrak{R}$ nach Betrag und Phase einem Diagramm (Abb. 18) entnehmen, dem folgende Beziehungen zugrunde liegen:

$$(27) \quad \mathfrak{R} = \frac{1-d}{1+d} \cdot e^{i \cdot \sigma \cdot \pi}; \quad \mathfrak{Z}_a/Z_1 = \frac{1+\mathfrak{R}}{1-\mathfrak{R}}.$$

Durch Messung von Kurzschluß- (Abschluß durch Luft) und Leerlaufwiderstand des Stoffes (starrer Abschluß durch $\lambda/4$-Wassersäule) kann man den Schallwellenwiderstand ermitteln.

$$(28) \quad \mathfrak{Z} = \sqrt{\mathfrak{Z}_l \cdot \mathfrak{Z}_k}.$$

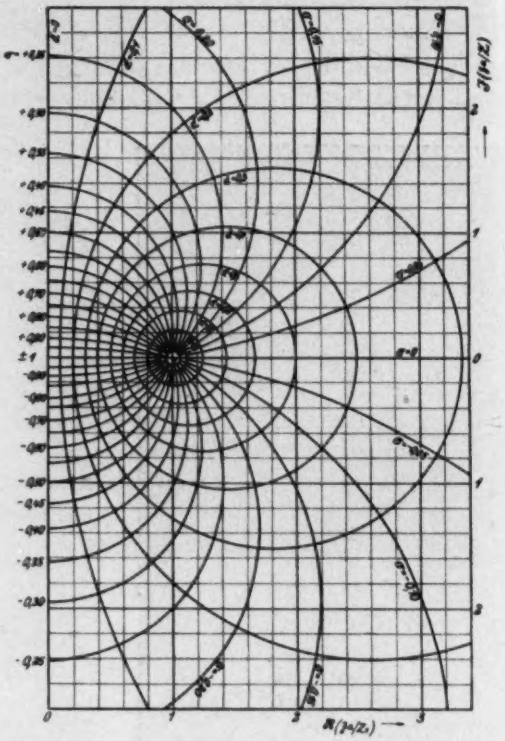


Abb. 18. σ, d-Relief zur Ermittlung des Abschlußwiderstandes $\mathfrak{Z}_a/Z_1$ aus der stehenden Welle vor diesem. Verhältnis der Extremwerte d, Verschiebung der Minima σ

III. Meßeinrichtung

1. *Meßanordnung*

Die einfachste Meßanordnung ergibt sich, wenn man das Rohr senkrecht aufhängt, den Sender unten anbringt und das Mikrophon von oben eintauchen läßt. Die freie Oberfläche kann so direkt zur Eichung verwendet werden. Das Meßobjekt wird von oben auf die Wasseroberfläche gebracht. Das Mikrophon, dessen Zuleitung durch eine kleine Bohrung (4 mm $\varnothing$) des Objektes hindurchgeführt ist, wird automatisch in der Längsrichtung des Rohres verschoben, so daß die Schalldruckverteilung z. B. mit dem Pegelschreiber registriert werden kann (Abb. 19). Durch Markierung bestimmter Punkte mittels elektrischer Kontakte wird die

[14]) Lord RAYLEIGH, Theory of Sound, Bd. 2, S. 298.

[15]) D. I. KORTEWEG, Ann. Phys. 5 (1878), S. 525.

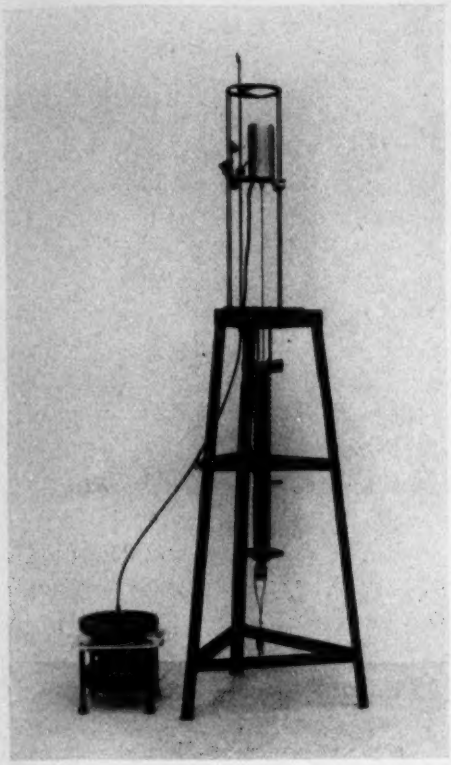


Abb. 19. Die Aufhängung des KUNDTschen Rohres mit der Mikrophonvorschubeinrichtung

Zuordnung der Minima verschiedener Messungen ermöglicht.

2. Das Rohr

Durch Ausbildung des Rohres als mechanisch-akustische Drosselkette wurde die Schallausbreitung in der Rohrwand für den verwendeten Frequenzbereich vollkommen unterbunden. Einstiche in bestimmten Abständen unterteilen das dickwandige Rohr in eine Kette von Massen und Federungen (Abb. 20), welche sich als Drosselkette in Analogie zu elektrischen Kettenleitern berechnen läßt. Die Grenzfrequenz des Rohres, oberhalb deren es sperrt, ist durch (29) gegeben.

$$f_g = \frac{1}{\pi \sqrt{M \cdot F}}. \tag{29}$$

Der Sperrbereich ist durch das Auftreten von Eigenfrequenzen nach oben sehr begrenzt. Bei dem verwendeten Messingrohr liegt er zwischen 19,6 und 22,7 kHz (Meßfrequenz 20 kHz). Die Schallgeschwindigkeit beträgt dabei 1215 m/s. Das akustische Übersprechen auf die Wassersäule vom Rohrende aus wurde durch Aufhängen des Rohres in Schwammgummi beseitigt.

3. Schallsender und -empfänger

Als Schallsender wurde ein kleiner magnetostriktiver Tonpilz (Elac), der durch eine Gummidichtung akustisch isoliert an das Rohr angesetzt war, verwendet. Die Resonanz des Senders liegt bei 20,5 kHz, so daß in der Nähe der Resonanz, also sehr oberwellenfrei, gemessen wurde. Man beobachtet bei verlustfreiem Abschluß schon bei kleinen Schalleistungen Kavitation, welche bei der Messung selbstverständlich vermieden wird. Als Empfänger wurde der in Abschnitt IV, 4 bereits beschriebene Turmalin-Empfänger verwendet.

4. Messungen

Zur Bestimmung des Schallwiderstandes sind 3 Registrierungen notwendig, nämlich Eichung, Leerlauf- und Kurzschlußmessung. Abb. 21 zeigt eine solche Meßreihe (Mikrophongeschwindigkeit = 1,3 × Schreibgeschwindigkeit). Bei Luftabschluß (Eichung) erreicht man Amplitudenunterschiede von 45 bis 50 db. Als Beispiel wurde für die Messung der auch im Flachbecken untersuchte plastische Stoff gewählt.

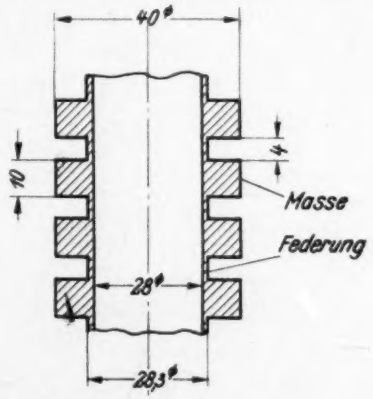


Abb. 20. Aufbau des KUNDTschen Rohres für Wasserschall als akustische Drosselkette

Leerlauf- und Kurzschlußmessung ergeben das Amplitudenverhältnis $d = 0{,}4$ bzw. 0,15 und den Phasenwinkel $\sigma\,\pi/2 = -0{,}48\ \pi/2$ bzw. $+\,0{,}47\ \pi/2$, so daß sich für die entsprechenden Widerstände $\mathfrak{Z}_l/Z_1 = 1{,}05\ e^{-0{,}51\,\pi/2}$ bzw. $\mathfrak{Z}_k/Z_1 = 1{,}10\ e^{0{,}81\,\pi/2}$ ergibt. Der Schallwellenwiderstand errechnet sich

daraus zu: $\mathfrak{Z}/Z_1 = 1{,}07 \cdot e^{0{,}15\,\pi/2} = 1{,}03 + 0{,}25\,i$. Aus der Wellenlänge ergibt sich für die Phasengeschwindigkeit im Rohr: $c_{ph} = 20\ \text{kHz} \cdot 60{,}6\ \text{mm} = 1212\ \text{m/s}$.

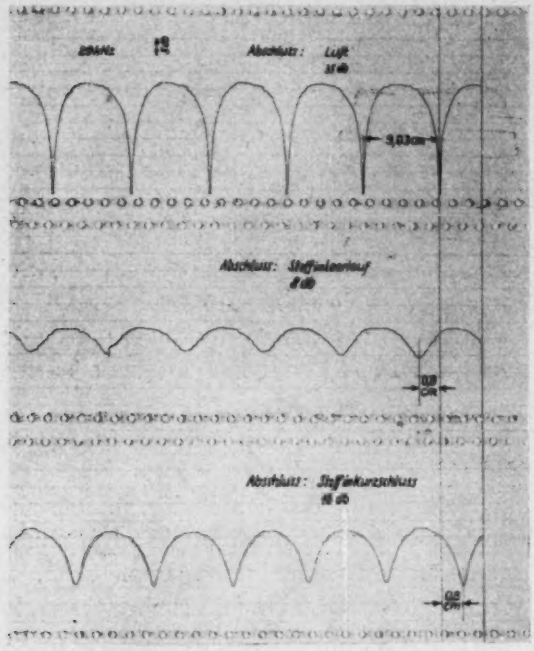


Abb. 21. Schalldruckverlauf in der Wassersäule bei den 3 zu einer Schallwiderstandsmessung gehörenden Rohrabschlüssen

Zusammenfassung

Ein- und zweidimensionale Ausbreitung von Wasserschall werden im KUNDTschen Rohr bzw. in der flachen Wasserschicht eines Flachbeckens theoretisch und experimentell eingehend untersucht. Dabei werden Meßmethoden entwickelt, deren Ergebnisse sich in vielen Fällen auf die dreidimensionale Ausbreitung übertragen lassen.

Für das Flachbecken werden Phasen- und Gruppengeschwindigkeit, Dämpfung und Querschnittsverteilung (Betrag und Phase) berechnet und die Ergebnisse durch Messungen bestätigt. Durch die Anwendung des Impulsverfahrens können in einem räumlich begrenzten Becken Reflexions-, Beugungs- und Ausbreitungsversuche in wesentlich einfacherer Weise als bei dreidimensionaler Ausbreitung durchgeführt werden. Die Beugung wird für einige wichtige Fälle berechnet und gemessen. Die allgemeine Übertragbarkeit von Beugungsvorgängen im Flachbecken auf zweidimensionale Probleme wird theoretisch nachgewiesen.

Die Anwendung des KUNDTschen Rohres für Wasserschall wird durch Benutzung eines als akustische Drosselkette aufgebauten Rohres und sehr kleiner schallharter Druckempfänger mit dünnen Zuleitungen ermöglicht und liefert Schallwiderstandswerte in Übereinstimmung mit den Messungen im Flachbecken.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER danke ich für Anregung und Förderung der vorliegenden Arbeit.

(Eingegangen am 15. Juli 1940.)

Konzertmäßige Zweikanal-Schallübertragung für das Cembalo [1]

Von Erich Thienhaus

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

(Mit 4 Textabbildungen)

Im 17. und in der ersten Hälfte des 18. Jahrhunderts, bevor die Hammerklaviere, die Vorläufer der heutigen Klaviere und Flügel, bekannt wurden, war der Kielflügel oder das Cembalo das im Konzertleben alleinherrschende Tasteninstrument. Die rauschende und glänzende weil sehr obertonreiche Klangwirkung dieses Instrumentes, die sich vor allem durch äußerst präzise, gleichmäßige und von der Anschlagstärke weitgehend unabhängige Klang-

[1]) Nach einem auf einer gemeinsamen Sitzung der Berliner Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik am 10. Januar 1940 gehaltenen Vortrag.

Einsätze auszeichnet, entspricht in idealer Weise dem damals gültigen polyphonen Musikstil. Hand in Hand mit der wachsenden Beliebtheit der alten Musik in unserer Zeit wie überhaupt mit dem Wiederaufleben der Polyphonie bei den zeitgenössischen Komponisten, erschien auch ganz naturgegeben das Cembalo wieder auf dem Plan. Auf nähere musikalische Begründungen dafür kann in diesem Rahmen nicht weiter eingegangen werden. Die Klärung von Stilfragen, die Anerkennung ihrer großen Bedeutung und das zunehmende Verantwortungsbewußtsein den Werken gegenüber dürften wohl die wesentlichen Ursachen sein. Jedenfalls ist das Cembalo in Kammerkonzerten von Jahr zu Jahr immer häufiger zu finden.

In größeren Konzertsälen, auf die man heute nicht zuletzt auch aus wirtschaftlichen Gründen fast ausschließlich angewiesen ist, hat sich das Cembalo jedoch bisher noch nicht erfolgreich durchzusetzen vermocht. Das hat seinen Grund allein in der verhältnismäßig geringen Lautstärke des Cembalos, die bei weitem nicht ausreicht, um in einem großen, vollbesetzten Saal eine angemessene Fortewirkung zustande zu bringen, und die sich auch durch konstruktive Maßnahmen am Instrument kaum wesentlich steigern läßt[2]). Besonders aber dann, wenn das Cembalo als konzertierendes Instrument einem kleinen oder mittleren Orchester gegenübergestellt wird, kann man in Konzertsälen der heute üblichen Größe schon etwa von der Mitte des Saales ab vom Solopart häufig nicht viel mehr als ein zirpendes oder klirrendes Geräusch hören. Kein Wunder daher, daß weite Kreise der Musikfreunde trotz bestens Willens immer noch kein rechtes Verhältnis zu dem Instrument finden können. Ein Nachteil von nicht zu unterschätzender Bedeutung liegt ferner in dem beschränkten Dynamikbereich des Cembalos. Bekanntlich besitzt das Cembalo mehrere Register — meist vier —, die, ähnlich wie bei der Orgel, wechselweise eingeschaltet werden können. Durch das leiseste Register einerseits und das „Volle Werk"[2]) andererseits sind die Grenzen der möglichen Lautstärkeschattierungen festgelegt. Dieser verfügbare Dynamikbereich ist ziemlich gering, jedenfalls viel kleiner, als es unser Ohr, das an die enormen dynamischen Möglichkeiten des Flügels oder eines großen Orchesters gewöhnt ist, heutzutage von einem Konzertinstrument erwartet.

Aufgabenstellung

Als im Lauf der letzten Jahre der Wunsch, das Cembalo auch in größeren Sälen vollwertig zum Klingen zu bringen, immer dringender geworden war, schlug eines Tages Conrad Hansen gelegentlich einer unserer zahlreichen Aussprachen über dieses für die heutige musikalische Aufführungspraxis so überaus wichtige Problem vor, einen Versuch mit einer elektroakustischen Übertragung zu unternehmen. Eine solche Anregung von seiten eines Musikers bedeutet für die Elektroakustik begreiflicherweise eine besondere Verpflichtung. Denn die Anforderungen, die der künstlerische Standpunkt, d. h. das Konzertpodium stellt, sind ungleich höher, als es bei den landläufig als „hochwertig" bezeichneten Übertragungsanlagen der Fall ist. Diesen hohen Ansprüchen gerecht zu werden ist das Ziel der vorliegenden Versuche.

Aus unseren Überlegungen und Besprechungen über die musikalische Aufgabe und die technischen Möglichkeiten ergaben sich die folgenden Voraussetzungen:

1. Das Musikinstrument selber soll klanglich unantastbar sein: die Übertragungsanlage hat lediglich als Hilfsmittel zu dienen.
2. Die Lautstärke bzw. der Dynamikbereich des Cembalos muß wesentlich gesteigert werden.
3. Andere Schallvorgänge des Raumes, z. B. die Klänge des Orchesters, Nachhallerscheinungen u. ä., dürfen nicht mit übertragen werden.

[2]) Beim Cembalo werden die Saiten mit Hilfe eines besonderen Mechanismus angezupft. Die Disposition des Cembalos ist in der Regel: Unteres Manual: 16′, 8′, Lautenzug für 16′, Koppel; Oberes Manual: 8′, 4′, Lautenzug für 8′. Die stärkste Registrierung 16′ + 8′ + Koppel + 8′ + 4′ wird als das „Volle Werk" bezeichnet. Nähere Einzelheiten über die Wirkungsweise des Cembalos finden sich bei F. Trendelenburg, E. Thienhaus und E. Franz, Zur Klangwirkung von Klavichord, Cembalo und Flügel. Akust. Z. 5 (1940), S. 309.

4. Die natürliche Klangfarbe des Cembalos muß trotz der gesteigerten Lautstärke erhalten bleiben.
5. Es muß erreicht werden, daß die natürliche räumliche Wirkung des Instrumentes erhalten bleibt und daß die Musik auf keinen Fall — wie man sagt — „nach Lautsprecher" klingt.
6. Störgeräusche wie Netzbrummen und Röhrenrauschen sowie nichtlineare Verzerrungen müssen praktisch vollkommen zum Verschwinden gebracht werden.
7. Die Anlage muß auch vom Nichtfachmann aufgebaut und bedient werden können.

Die Aufgabenstellung erfordert in erster Linie praktische Entwicklungsarbeit. Dabei wurde der Fortgang laufend durch strenge künstlerische Kritik beaufsichtigt, um auf diese Weise stets den Standpunkt des Musikers als allein maßgebend zu berücksichtigen. Dieser Weg brachte es mit sich, daß viele Teilprobleme rein empirisch zu lösen waren, während manche der zugehörigen physikalischen Fragen noch offen bleiben mußten.

Aufbau der Übertragungsanlage

Abb. 1 zeigt das Prinzipschaltbild der ganzen Anordnung. Die Anlage besteht aus zwei selbständigen Übertragungswegen *I* und *II*. Darin sind M_I und M_{II} die Mikrophone, V_I und V_{II} die Verstärker, L_I und L_{II} Lautsprecher. Die Mikrophone sind in das Innere des Cembalos unmittelbar über dem Resonanzboden und den Saiten eingebaut, und zwar in einem möglichst großen Abstand voneinander. Der Vorverstärker V_0 enthält für jeden Übertragungskanal eine Entzerrungsschaltung für die Frequenzkurve und einen dreistufigen Umschalter S_1 zur Regelung der Lautstärke. Der Umschalter kann vom Instrument aus bedient werden. Die günstigste Aufstellung der Lautsprecher ist von den räumlichen und akustischen Verhältnissen des Konzertpodiums und des betreffenden Saales abhängig und muß von Fall zu Fall erprobt werden. Der Rahmen des Cembalos ist am oberen Rande durch einen schalldichten Deckel, am unteren Rande durch einen entsprechenden Boden abgedichtet, so daß ein vollkommen geschlossenes Gehäuse entsteht. Für die Versuche stand ein MAENDLER-SCHRAMM-Cembalo zur Verfügung[3]).

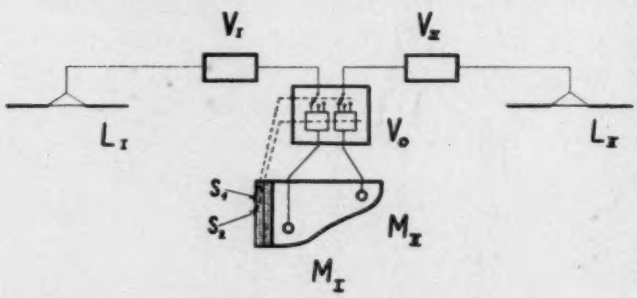


Abb. 1. Prinzipschaltbild der Cembalo-Übertragungsanlage

Zum Aufbau der Übertragungsanlage dürfen naturgemäß nur hochwertige Einzelgeräte verwendet werden, d. h. Mikrophone, Verstärker und Lautsprecher, die ein besonders breites Frequenzband und einen möglichst großen Amplitudenumfang unverzerrt übertragen und die weitgehend frei von Eigengeräuschen sind, wie Rauscherscheinungen oder Netzbrummen. Als Mikrophone haben sich Klangzellen-Kristallmikrophone gut bewährt. Sie können sehr klein gehalten werden[4]), bedürfen keiner Wartung und sind innerhalb des Musikinstrumentes auch keinerlei Gefährdung durch Temperatur- und Feuchtigkeitseinflüsse ausgesetzt, da ja das Instrument selber in dieser Hinsicht empfindlich ist und sowieso sorgfältig behandelt werden muß. Die Verstärker sind voll netzangeschlossen, ihre Ausgangsleistung beträgt in jedem der beiden Übertragungswege 20 Watt. Damit ist auch für sehr große Säle eine genügende Leistungsreserve gegeben, so daß die nichtlinearen Verzerrungen — A-Verstärker vorausgesetzt — hinreichend gering bleiben. Das Störverhältnis liegt etwa bei 1 : 1500. Als Lautsprecher wurden zwei Kombinationen mit je einem Hochton- und Tieftonlautsprecher benutzt, die — was für den vorliegenden Verwendungszweck unerläßlich ist — auch oberhalb

[3]) Ich habe Herrn KARL MAENDLER, München, der mir auf eine kurze Andeutung über die geplanten Versuche hin sofort eines seiner wertvollen Instrumente geschickt hat, besonders herzlich für seine idealistische Unterstützung zu danken.

[4]) Die Abmessungen der benutzten Mikrophone sind 32 × 32 × 10 mm³.

von 10000 Hz noch einen guten Wirkungsgrad haben.

Im folgenden sollen die zur Erzielung einer befriedigenden Raumwirkung, einer natürlichen Klangfarbe und die zur Vermeidung von akustischen Rückkopplungen getroffenen Maßnahmen im einzelnen besprochen werden.

Raumwirkung

Entscheidend für den Erfolg der Cembaloübertragung war von vornherein die Frage, ob es gelingen würde, mit der Anlage eine natürliche räumliche Wirkung zu erzielen; und ferner, ob es möglich ist, das „spezifisch Lautsprechermäßige" auszuschalten, das allen gebräuchlichen Wiedergabegeräten bis zum gewissen Grade anhaftet und das der konzertierende Musiker unter gar keinen Umständen hinnehmen würde. Die großen Erfolge, die in neuerer Zeit mit den stereophonischen oder Mehrkanal-Übertragungen gerade in dieser Hinsicht erzielt wurden, ermutigten dazu, auch beim Cembalo einen ähnlichen Weg zu versuchen. Bezüglich der Wirkungsweise solcher stereophonischen Übertragungen und der dabei gewonnenen Erfahrungen und Eindrücke über die Raumwirkung und Qualitätsverbesserung sei auf die grundlegenden Versuche von J. C. Steinberg und W. B. Snow sowie auf die Arbeiten von F. B. Jewett, H. Fletcher, J. P. Maxfield, F. L. Hunt, C. Becker, H. Warncke, E. Thienhaus verwiesen[5]). Dort sind alle Einzelheiten ausführlich auseinandergesetzt.

Nach Abb. 1 ist das eine Mikrophon über den Diskantsaiten, das andere über dem rückwärtigen Ende der Baßsaiten in der Nähe des Steges angebracht. Die Übertragungsbasis, d. h. der Abstand der Mikrophone betrug bei der beschriebenen Anlage 100 cm. Selbstverständlich ist es grundsätzlich möglich, auch drei oder noch mehr voneinander unabhängige Übertragungskanäle zu verwenden. Derartige Versuche konnten vorläufig noch nicht vorgenommen werden. Indessen ist nach den Ergebnissen von Steinberg und Snow (vgl. Anm. 5) der Gewinn, den drei Kanäle gegenüber zweien bringen, bei Musikdarbietungen im allgemeinen nicht mehr sehr groß, weshalb man für das Cembalo praktisch wahrscheinlich bei der Zweikanalübertragung bleiben wird.

Zwischen den Schallvorgängen, die auf die beiden Mikrophone einwirken, bestehen gewisse Phasenverschiebungen, die bedingt sind durch die Laufzeit der Störung, d. h. des Anzupfvorganges, sowohl längs der Saite als auch längs des Weges durch die Luft. Auch der verschiedene Schwingungszustand des Resonanzbodens wirkt hier wesentlich mit[6]). Weiter werden durch die Lage der Mikrophone auf der Baß- und Diskantseite bestimmte Frequenz- und, zumindest für die höheren Frequenzen, sicherlich auch Intensitätsunterschiede in den übertragenen Schallvorgängen auftreten. Analog zu den Erfahrungen der Stereophonie zeigt sich nun, daß die über zwei getrennte Kanäle geführte Cembalo-Übertragung tatsächlich einen natürlichen räumlichen Eindruck vermitteln kann. D. h. der Hörer hat nicht das Gefühl, als ob irgendwo eine Musik gespielt und von dort her in seinen Raum übertragen würde, sondern er empfindet die Anwesenheit des musikalischen Geschehens

[5]) F. B. Jewett, Perfect Quality and Auditory Perspective in the Transmission and Reproduction of Music. Science 77 (1933), S. 435; H. Fletcher, Symposium on Wire Transmission of Symphonic Music and Its Reproduction in Auditory Perspective — Basic Requirements. Bell Syst. techn. J. 13 (1934), S. 239, gleichzeitig erschienen in Electr. Engng. 53 (1934), S. 9; J. C. Steinberg und W. B. Snow, Auditory Perspective — Physical Factors. Bell Syst. techn. J. 13 (1934), S. 245, gleichzeitig erschienen in Electr. Engng. 53 (1934), S. 12; J. P. Maxfield, Demonstration of Stereophonic Recording with Motion Pictures. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 30 (1938), S. 131; J. P. Maxfield, A. W. Colledge und R. T. Friebus, Pick up for Sound Motion Pictures. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 30 (1938), S. 666; F. L. Hunt, Sound Pictures in Auditory Perspective, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 30 (1938), S. 351; C. Becker, Das Problem des plastischen Tones im Film. Kinotechn. 20 (1938), S. 120; H. Warncke, Der Technische Stand der Stereophonie. Kinotechn. 20 (1938), S. 313; H. Fletcher, Sterophonic Reproduction from Film. J. Soc. Mot. Pic. Engrs. 34 (1940), S. 606; E. Thienhaus, Stereophonische Schallübertragung. Telefunken-Hausmitteilungen, Bd. 86/87 (1941).

[6]) Die verwickelten Schwingungszustände des Resonanzbodens zeigen z. B. M. Grützmacher und W. Lottermoser in ihrer Arbeit: Neuere Untersuchungen an Flügeln. Akust. Z. 1 (1936), S. 49.

in seinem eigenen Raum und spürt einen unmittelbaren Kontakt mit dem Musikinstrument und dem Spieler. Auch der „Lautsprecherklang" wird, wie zahlreiche a priori gewiß äußerst skeptisch und kritisch eingestellte Musiker wiederholt bestätigten, bei der beschriebenen Anordnung in vollkommener Weise vermieden. Diese Erscheinung, die als eine bedeutende Qualitätsverbesserung empfunden wird [7]), hängt vermutlich eng mit der Raumwirkung des Klanges zusammen.

Das vorliegende Übertragungsverfahren unterscheidet sich grundsätzlich von demjenigen der stereophonischen Kopfhörer- und Lautsprecherübertragung [8]). Denn die Verschiedenheit in der Beaufschlagung der Mikrophone wird bei den normalen stereophonischen Übertragungen durch die akustischen Raumverhältnisse (Anordnung der Schallquelle innerhalb des Raumes, Intensität und Richtung sowohl des direkten als auch des reflektierten Schalles) verursacht. Demgegenüber ist bei der Cembalo-Übertragung unmittelbar die Feinstruktur der Schallabstrahlung längs der Ausdehnung des Instrumentes (Fläche der Saiten bzw. des Resonanzbodens) maßgebend. Trotzdem ist der Erfolg – die natürliche räumliche Wirkung und die Beseitigung des typischen Lautsprecherklanges – praktisch genau derselbe. Danach hat es den Anschein, als ob bei der Cembalo-Übertragung an dem Zustandekommen dieses besonderen und im einzelnen durchaus noch ungeklärten Effektes die Phasen- und Frequenzunterschiede der Übertragungswege ebensosehr beteiligt sind wie die Intensitätsunterschiede, die man bei der stereophonischen Lautsprecherübertragung als hauptverantwortlich ansieht.

Klangfarbe

Auf Grund der besonderen Frequenzabhängigkeit der Ohrempfindlichkeit [9]) ändert sich bekanntlich die Klangfarbe, wenn die Wiedergabelautstärke anders ist als diejenige des ursprünglichen Schallvorganges [10]). Deshalb muß man beispielsweise die tiefen und hohen Frequenzen im Vergleich zu dem mittleren Frequenzbereich abschwächen, wenn man die Originalklangfarbe möglichst beibehalten, die Lautstärke dagegen wesentlich vergrößern will. In Abb. 2 soll die waagerechte Kurve *a* schematisch die Frequenzkurve der gesamten Übertragungsanordnung bei einer Wiedergabe mit Originallautstärke bedeuten, während die Kurve *b* (gestricheltes Stück) für die ver-

[7]) J. P. Maxfield wies in einer Diskussionsbemerkung zu seinen Vorführungen (vgl. Anm. 5) darauf hin, daß er eine Zweikanalübertragung, die nur Frequenzen bis 6000 Hz wiedergibt, unbedingt einer Einkanalübertragung vorzieht, die bis 15000 Hz reicht.

[8]) Es dürfte nicht allgemein bekannt sein, daß die erste stereophonische Schallübertragung im Jahre 1881 aus Anlaß der Internationalen Elektrizitätsausstellung in Paris vorgeführt wurde. Auf der Bühne der Großen Oper waren zwei Mikrophone aufgestellt, von denen getrennte Leitungen zum Palais de l'Industrie, dem Ausstellungsgebäude, führten. An jede der beiden Leitungen war eine Gruppe von magnetischen Hörern (8 Stück) angeschlossen. Dem Ausstellungsbesucher, der die Darbietungen aus der Oper hören wollte, wurde dann für das linke Ohr ein Hörer aus der Gruppe des linken, für das rechte Ohr ein Hörer aus der Gruppe des rechten Mikrophons gereicht. Diese vor genau 60 Jahren von Cl. Ader aufgebaute Anlage enthält bereits alle wesentlichen Merkmale der stereophonischen Übertragung, und die damit erzielte Klangwirkung ist trotz der für heutige Begriffe noch recht primitiven Kohlemikrophone und Kopfhörer auch schon damals in vollem Umfange richtig erkannt worden. Nach dem Urteil eines Berichtes besitzt der Klang das „besondere Kennzeichen von Relief, von Lokalisierung, was mit einem einzigen Hörer nicht erzielt zu werden vermag". M. Hospitalier, Les Auditions Téléphoniques Théatrales. L'Electricien 1 (1881), S. 572. Vgl. ferner: The telephone at the Paris Opera. Engineering 32 (1881), S. 355.

[9]) Kurven gleicher Lautstärke; vgl. hierzu B. A. Kingsbury, A Direct Comparison of the Loudness of Pure Tones. Phys. Rev. 29 (1927), S. 588; ferner H. Fletcher und W. A. Munson, Loudness, Its Definition, Measurement and Calculation. J. Acous. Soc. Am. 5 (1939), S. 82.

[10]) Vgl. H. Backhaus und F. Trendelenburg, Akustische und Physiologische Beobachtungen am Lautsprecher. Wiss. Veröff. Siemens-Werke 4 (1925), S. 205; H. Riegger und F. Trendelenburg, Neuere Beiträge zur Elektroakustik. Z. techn. Phys. 7 (1926), S. 187; W. Janovsky, Über den Zusammenhang zwischen Schallempfindung und Schallreiz und seinen Einfluß auf die Hörbarkeit von Verzerrungen. Z. techn. Phys. 12 (1931), S. 611.

größerte Lautstärke gilt. Es hat sich jedoch gezeigt, daß die Unterdrückung hoher und tiefer Frequenzen allein noch nicht hinreicht, um speziell den Cembaloklang mit größerer Lautstärke naturgetreu wiederzugeben. Denn die Eigenart dieses Instrumentes verträgt selbst bei größter Lautstärkesteigerung auf keinen Fall auch nur Andeutungen einer groben Klangwirkung. Aus diesem Grunde mußte neben den erwähnten Entzerrungen der hohen und tiefen Frequenzen auch noch in einem mittleren Frequenzbereich zwischen 1000 und 2000 Hz eine gewisse Einsenkung in der Frequenzkurve vorgenommen werden. Physikalisch oder physiologisch begründen läßt sich diese rein empirisch gefundene Maßnahme vorläufig noch nicht. Möglicherweise empfindet das Ohr eine übermäßige Betonung der Frequenzen zwischen 1000 und 2000 Hz als penetrant und unangenehm[11]). Vielleicht spielt hier auch die Frage der Belästigung eine Rolle. Es wäre sicherlich interessant, zu prüfen, ob dieser Befund allgemeine Gültigkeit bei überdimensionalen Schallübertragungen hat.

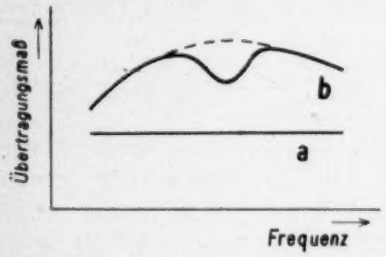


Abb. 2. Frequenzgang des Übertragungsmaßes bei gesteigerter Lautstärke

Die dick ausgezogene Kurve *b* auf Abb. 2 zeigt schematisch den Frequenzgang des Übertragungsmaßes, wie er sich bei der Cembalo-Übertragung bewährt hat. Diese Frequenzkurve wird durch eine geeignete Entzerrungsschaltung innerhalb des Vorverstärkers erzielt (V_0 in Abb. 1). Der Frequenzgang der Entzerrungsschaltung ändert sich übrigens mit der Einstellung des Verstärkungsgrades (Schalter S_1), denn bei einer niederen Verstärkungsstufe, bei der die Wiedergabelautstärke angenähert der Originallautstärke entspricht, muß naturgemäß mit einer geradlinigen Frequenzkurve gearbeitet werden.

Zahlreiche subjektive Vergleichsversuche über die Klangfarbe, die aus Anlaß einer Konzertvorbereitung durchgeführt wurden, haben ergeben, daß die genaue Herstellung eines Gleichgewichtes zwischen hohen und tiefen Frequenzen bei erhöhter Lautstärke äußerst wichtig ist. Schon geringste Unausgewogenheiten können von sehr merklichem Einfluß sein. Es ist einleuchtend, daß dieses „Gleichgewicht des Frequenzbandes" auch stark von der Größe und den raumakustischen Eigenschaften des betreffenden Konzertsaales abhängt. Deshalb wurde ein Umschalter S_2 (Abb. 1) vorgesehen, der den Anteil an hohen bzw. tiefen Frequenzen an die Gegebenheiten des Musikraumes anzupassen gestattet.

Akustische Rückkopplung

Besondere Aufmerksamkeit verlangt die Frage der akustischen Rückkopplung. An sich wäre es denkbar, das Cembalo in der üblichen Weise mit geöffnetem Deckel auf dem Podium aufzustellen. Bei Verwendung von Richtmikrophonen[12]) und zweckmäßiger Ausrichtung und

[11]) Ohne einen Zusammenhang mit den vorliegenden Beobachtungen konstruieren zu wollen, sei darauf hingewiesen, daß Backhaus und unabhängig davon Meinel Frequenzkurven von Geigen aufgenommen haben, die übereinstimmend zwischen 1000 und 2000 Hz meist besonders wenig Teiltöne aufweisen; und ferner, daß die Formanten der Hauptvokale A E I O U ebenfalls ein Gebiet zwischen etwa 1200 und 2200 Hz vermeiden, während dasselbe Frequenzgebiet gerade charakteristisch ist für näselnde Klangfarben. Vgl. hierzu:

1. H. Backhaus, Über Resonanzeigenschaften von Streichinstrumenten. Z. techn. Phys. 17 (1936), S. 573; Ders., Akust. Z. 1 (1936), S. 179; H. Meinel, Akustische Eigenschaften klanglich hervorragender Geigen. Akust. Z. 4 (1939), S. 89; Ders., Akustische Eigenschaften von Geigen verschiedener Klangqualität. Akust. Z. 5 (1940), S. 124, insbes. S. 127 und 128, Absatz d und e; Ders., Über Frequenzkurven von Geigen. Akust. Z. 5 (1940), S. 283.

2. F. Trendelenburg, Einführung in die Akustik. Berlin 1939, S. 116.

[12]) H. F. Olsen, Mass controlled Electrodynamic Mikrophones: The Ribbon Mikrophone. J. Acous. Soc. Am. 3 (1931), S. 56; H. J. v. Braunmühl und W. Weber, Kapazitive Richtmikrophone. Z. Hochfr. u. Elakust. 46 (1935), S. 187.

genügender Entfernung der Lautsprecher vom Instrument kann man dann einigermaßen zuverlässig damit rechnen, daß derartige Rückkopplungen und auch die unbeabsichtigte Übertragung anderer Musikinstrumente ausbleiben. Zwei Gründe sprechen jedoch gegen diese Anordnung:

1. Die Anforderungen an die Wiedergabegüte sind bei dem außerordentlich subtilen Cembaloklang ganz besonders hoch, so daß bereits geringste Entdämpfungen, die sich trotz aller Vorsichtsmaßregeln für irgendwelche zufälligen und meist im mittleren bis tiefen Bereich liegenden Frequenzen doch noch bemerkbar machen können, eine befriedigende Übertragung in Frage stellen.
2. Die erforderlichen Vorschriften über die Aufstellung der Lautsprecher können nur zu leicht mit den Raumverhältnissen oder den Wünschen der Musiker, vor allem des Dirigenten, in Widerspruch geraten. Auch wäre in der Regel die Anwesenheit eines Fachmannes unerläßlich, ein für die Praxis untragbarer Umstand.

Um diese Schwierigkeiten mit Sicherheit zu umgehen, mußte das Innere des Cembalos mit Hilfe eines besonders konstruierten Deckels von dem Außenraum akustisch abgeschirmt werden. Der Deckel ist auf den oberen Rand des Instrumentrahmens aufgesetzt, während der untere Rand des Instrumentes ebenfalls abgedichtet ist. Die Abschirmung hat außerdem einen günstigen Einfluß auf die räumliche Wirkung der Übertragung. Denn die Unterschiede zwischen den auf beide Mikrophone auftreffenden Schallvorgängen, die möglichst groß sein sollen, würden ohne Vorhandensein des geschlossenen Instrumentengehäuses zweifellos durch die raumakustischen Erscheinungen des Musikraumes stark verwischt werden.

Der schalldichte Abschluß verhindert zwar das Auftreten von akustischen Rückkopplungen. Dafür taucht aber gleichzeitig ein anderer Nachteil auf: die Hohlraumresonanzen des Instrumentengehäuses. Sie müssen weitgehend unterdrückt werden, denn gemäß dem eingangs genannten Punkt 1 soll die Anwesenheit des Deckels die Schwingungen von Saiten und Resonanzboden und die Schallabstrahlung im Vergleich zu dem normalen, offenen Instrument möglichst wenig beeinflussen. Es erwies sich daher als notwendig, die Innenseite des Deckels stark schallschluckend auszubilden, und zwar vorzugsweise für den mittleren und tiefen Frequenzbereich, der in bezug auf die Hohlraumresonanzen entsprechend den Gehäusedimensionen besonders gefährdet ist. Eine geeignete Kombination von mitschwingenden und porösen Schallschluckstoffen hat hier nach einigen Versuchen den gewünschten Erfolg gebracht. Wie Abb. 3 zeigt, ist der kleinere vordere Teil des Deckels nur mit Watte ausgepolstert, während bei dem größeren, rückwärtigen Teil die Watteschicht in etwa 6 cm Wandabstand mit Wachstuch überspannt ist. Erfahrungsgemäß läßt sich auf diese Weise auch für den tieferen Frequenzbereich eine Schallschluckung von 50% und mehr erreichen[13]). An Stelle der Wachstuchbespannung wäre natürlich auch die Anwendung von gedämpften Resonatoren möglich, die neuerdings in der Raumakustik mit Erfolg benutzt werden[14]).

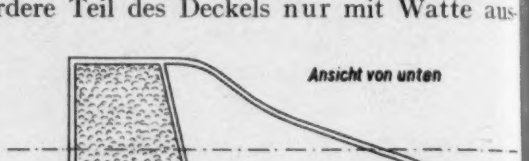


Abb. 3. Konstruktion des Cembalodeckels. Anordnung von porösen und mitschwingenden Schallschluckstoffen

Um einen gewissen Überblick über die Wirkungsweise des schallgedämpften Deckels zu gewinnen,

[13]) E. Meyer, Über das Schallschluckvermögen schwingungsfähiger, nichtporöser Stoffe. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 95.

[14]) W. Zeller, Schalldämpfung durch Luftresonatoren im Bauwesen. Akust. Z. 3 (1938), S. 32; W. Willms, Über die Schallschluckung mit Hilfe von gedämpften Resonatoren. Akust. Z. 4 (1939), S. 29.

wurde die folgende einfache Versuchsreihe durchgeführt. Der Lautsprecher *I* (vgl. Abb. 1) wurde unmittelbar neben das offene Instrument gestellt und dann der Verstärkungsgrad im Übertragungsweg *I* so lange erhöht — der Übertragungsweg *II* war dabei ausgeschaltet —, bis eine akustische Selbsterregung einsetzte. Das geschah bei einer Frequenz von 365 Hz. Nach Einbau des Bodens und Aufsetzen des Deckels, der sich zunächst noch im Rohzustand befand und der also noch keinerlei Dämpfungsmaterial enthielt, setzte die Selbsterregung erst bei einem um 8 db höheren Verstärkungsgrad ein, und zwar mit einer Frequenz von 290 Hz. Es ließ sich leicht nachweisen, daß diese Frequenz von der Resonanzwirkung des Hohlraumes begünstigt wurde. Als nächstes wurde der Deckel in seiner vollen Tiefe mit Watte angefüllt. Jetzt ergab sich ein Schwingungseinsatz mit 135 Hz bei 13 db über dem Wert des ersten Versuches. Diese tiefe Frequenz hing mit der Wandschwingung des Deckels zusammen. Schließlich wurde der Deckel, wie vorher beschrieben, endgültig hergerichtet (etwa $^1/_3$ nur Watte, $^2/_3$ Wachstuch + Watte). Die Schalldämmung zwischen Lautsprecher und Mikrophon war jetzt noch um weitere 2 db gestiegen und betrug nunmehr 15 db. Als Frequenz der Selbsterregung ergab sich eine hervortretende Eigenschwingung des Resonanzbodens, die bei 770 Hz lag, und die man auch bei offenem Instrument leicht heraushören konnte. Damit war also das Auftreten von Hohlraumresonanzen als Folge des Deckels und des Instrument-Innenraumes praktisch beseitigt. Die erwähnte, bei größerer Verstärkung zur Klangfarbenentzerrung notwendige Unterdrückung tiefer Frequenzen wirkt sich übrigens auch für die Beseitigung der akustischen Rückkopplung vorteilhaft aus, da die erzielbare Schalldämmung im Gebiet tiefer Frequenzen durch die unvermeidlichen Undichtigkeiten zwischen den Tasten an sich begrenzt ist. Für die höheren Frequenzen wird die Schalldämmung aller Gehäuseteile sowieso besser (Wandstärken 20 bis 25 mm).

Dynamikbereich

Ebenso wichtig wie die Steigerung der Lautstärke ist die durch die Übertragungsanlage ermöglichte bedeutende Erweiterung des Dynamikbereiches. Mit Hilfe des Umschalters S_1 (Abb. 1) läßt sich der gesamte ursprüngliche Dynamikbereich des Cembalos, der im allgemeinen nur wenig mehr als 10 phon beträgt, auf drei verschiedenen Verstärkungsstufen ausnutzen. In Abb. 4 ist das schematisch veranschaulicht. Links ist die Originaldynamik dargestellt, wobei der Stufenkeil versinnbildlichen soll, daß beim Cembalo keine kontinuierliche, sondern nur eine sprungweise Lautstärkenänderung möglich ist (Einschaltung verschiedener Register). Rechts sind mit 1, 2 und 3 die drei vorgesehenen Verstärkungsstufen der Übertragungsanlage bezeichnet. Die damit erreichbare Dynamikerweiterung ist, wie man sieht, beträchtlich. Freilich sei nachdrücklich darauf hingewiesen, daß der Cembalist nun aber keinesfalls etwa das Registrieren vernachlässigen und nur mit dem Umschalter operieren darf! Denn das Registrieren ist nach wie vor die dem Cembalo wesenseigene Nuancierungsweise. Sie ist lediglich von bisher einer auf drei verschiedene Ebenen erweitert worden. Aus diesem Grunde wurde auch absichtlich eine kontinuierliche

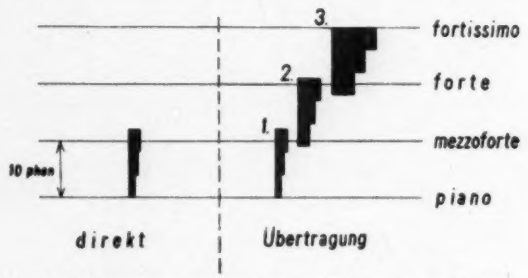


Abb. 4. Erweiterung des Dynamikbereiches durch die Cembalo-Übertragungsanlage

Regelungsmöglichkeit für die Verstärkung verworfen und lediglich ein Stufenschalter angeordnet.

Die Dynamikerweiterung braucht sich naturgemäß nicht nur nach der Seite erhöhter Lautstärke, d. h. nach dem *forte* hin zu erstrecken, wie in Abb. 4 gezeigt. Besonders in kleineren Sälen kann es im Gegenteil außerordentlich wirkungsvoll sein, von der Möglichkeit Gebrauch zu machen, daß man mit Hilfe der Übertragungsanlage noch leiser spielen kann als es das offene Instrument ohne Übertragung zuläßt. Denn ein feines *pianissimo* ist musikalisch oft ebenso wertvoll wie ein *fortissimo*. In diesem Fall wird man den Gesamtverstärkungsgrad, etwa am Hauptregelpotentiometer der Verstärker V_I und V_{II} (Abb. 1), entsprechend niedriger einstellen. Die Cembalo-Übertragungsanlage hat also demnach ihre große Bedeutung nicht nur im großen Konzertsaal, sondern auch für kleinere Musikräume und — wie die bisherigen Erfahrungen bestätigt haben — sogar für

den kleinen und intimen Rahmen der Wohnräume. So betrachtet der Musiker auch weniger die Schallverstärkung als vielmehr die Dynamikerweiterung, sei es nach oben oder nach unten oder auch nach beiden Seiten, als den wesentlichen Gewinn, den diese Art der Übertragung mit sich bringt.

Praktische Erfahrungen

Unsere Cembalo-Übertragungsanlage hat die ersten praktischen Konzerterfahrungen in einem Sinfoniekonzert des Berliner Städtischen Orchesters am 18. Februar 1940 im Schillertheater der Reichshauptstadt sammeln können[15]). Dank der einfachen Bedienung, die schon bei dieser ersten laboratoriumsmäßigen Ausführung soweit wie möglich verwirklicht worden war, haben die damals verfügbaren Saal-Hilfskräfte zusammen mit dem Theaterelektriker die Anlage nach kurzer Anweisung allein aufstellen und in Gang setzen können. Die Anordnung der Lautsprecher konnte vorläufig noch nicht zur vollen Zufriedenheit gelöst werden. Sicherlich spielen dabei auch psychologische Momente im Zusammenhang mit der Sichtbarkeit und der äußeren Ausgestaltung der Lautsprecher eine bedeutende Rolle. Doch dürfte sich auch hier bei weiteren Veranstaltungen der richtige Weg leicht finden lassen. Irgendwelche Entdämpfungs- oder Rückkopplungserscheinungen konnten selbst bei dem größten im Saal des Schillertheaters (1200 Plätze) benötigten Verstärkungsgrad nicht mehr bemerkt werden.

Die Schallverstärkung deckt leider auch alle Schwächen auf, die dem Instrument von Haus aus etwa anhaften, wie z. B. Geräusche des Spielmechanismus, Ungleichheiten in der Intonation, hervortretende Eigenfrequenzen des Resonanzbodens u. ä. Besonders ungünstig, beinahe häßlich, wird die Klangwirkung in der Übertragung, wenn der Zupfmechanismus zu stark eingeregelt ist, so daß die Saiten etwas gewalttätig angezupft werden. Diese unnatürlich harte Intonationsart ist heute wegen der erstrebten, möglichst großen Originallautstärke des Instrumentes sehr verbreitet und wohl auch im Konzertsaal bisher nicht immer ganz zu vermeiden, obgleich der Wohllaut des Cembaloklanges außerordentlich darunter leidet. Die Übertragungsanlage stellt also auch an das Musikinstrument selber hohe Anforderungen: Nebengeräusche und Ungleichmäßigkeiten müssen weitgehend unterdrückt werden, die Intonation muß sehr zart und doch bei den verschiedenen Registern im höchsten Maße differenziert sein. Damit ist auch der Cembalobauer vor neue und nicht einfache Aufgaben gestellt, die ihn unter Umständen sogar zu einer gründlichen Überprüfung oder Neubearbeitung seiner bisherigen Konstruktionen, vor allem des Spielmechanismus, veranlassen könnten.

Beziehungen zu den elektrischen Musikinstrumenten

Es ist notwendig, die Beziehungen der Cembalo-Übertragungsanlage zu den elektrischen Musikinstrumenten näher zu untersuchen. Diese Gedankenverbindung liegt nahe, und die Meinung, man habe hier eine neue Art von elektrischem Musikinstrument vor sich, ist auch hier und dort geäußert worden. Zur Klarstellung dieser Frage muß zuvor auf die typischen klanglichen Unterscheidungsmerkmale zwischen den gebräuchlichen rein-akustischen und den elektrischen Musikinstrumenten hingewiesen werden.

Die rein-akustischen Musikinstrumente bedienen sich zur Tonerzeugung eines mechanischen Resonanzsystems, das erstens auf die jeweilige Tonhöhe genau abgestimmt ist und zweitens verhältnismäßig fest gekoppelt ist mit einem zweiten schwingungsfähigen System. Das schwingungserzeugende Resonanzsystem ist in den allermeisten Fällen entweder eine Saite (Streichinstrumente, Cembalo, Klavier) oder eine Zunge bzw. ein Luftwirbelsystem an den Labien (Blasinstrumente, Orgel). Das angekoppelte System, das eine große Zahl von Eigenschwingungen besitzt, ist bei den Saiteninstrumenten der Resonanzboden, bei den Blasinstrumenten die schwingende Luftsäule und — bis zum gewissen Grade jedenfalls — auch der Raum, in dem musiziert wird oder ein Teil desselben (Bühne, Nische). Zwischen dem Schwingungserzeuger (Generator) und den schallabstrahlenden Teilen (Sender) des Instrumentes besteht eine verhältnismäßig enge

[15]) Conrad Hansen spielte damals das Konzert in d-moll für Cembalo und Orchester von Joh. Seb. Bach. Die Leitung des Konzertes hatte Fritz Zaun.

Kopplung, die bei den Blasinstrumenten im übrigen sogar so fest ist, daß man die schwingende Luftsäule ebensogut auch als einen Bestandteil des Generators auffassen kann[16]). Entscheidend für die Klangwirkung der rein-akustischen Musikinstrumente ist nun die Tatsache, daß die erwähnten Kopplungserscheinungen erhebliche Rückwirkungen von dem Vorgang der Schallabstrahlung auf den Vorgang der Schwingungserzeugung zur Folge haben. Auf die Bedeutung dieser Rückwirkungen und ihre wichtigen Folgerungen für die musikalische Bewertung der Klänge kann hier nicht näher eingegangen werden[17]).

Grundlegend anders ist der Sachverhalt bei den elektrischen Musikinstrumenten. Hier dient als Schwingungserzeuger ein auf die gewünschte Tonhöhe abgestimmter rein elektrischer oder mechanisch-elektrischer Resonanzkreis, dessen Schwingungen mit Hilfe der Tastatur oder einer anderen zweckmäßigen Vorrichtung auf einen Verstärker geschaltet und schließlich in einem Lautsprecher hörbar gemacht werden. Dabei kann man verschiedenartige Klangfarben durch besondere elektrische Kunstschaltungen erzielen. Die nach dem Sirenenprinzip arbeitenden Generatoren seien der Vollständigkeit halber ebenfalls genannt. Da die elektrischen Musikinstrumente ausnahmslos mit Verstärkern arbeiten, fehlen hier Kopplungen bzw. Rückwirkungen von der Schallabstrahlung auf die Schwingungserzeugung vollkommen. Weder die Schallvorgänge des Raumes noch die Schwingungen des Lautsprechers können die zur Tonerzeugung dienenden Schwingungssysteme rückwirkend beeinflussen.

Diesem Sachverhalt gemäß muß das Cembalo mit Übertragungsanlage als ein rein-akustisches Musikinstrument bezeichnet werden. Denn die Schwingungen der Saiten werden in normaler Weise von dem Resonanzboden an die Luft abgestrahlt und die durch die Kopplung zwischen Resonanzboden und Saiten bedingten Rückwirkungen können in vollem Umfang zur Geltung kommen. Der Voraussetzung entsprechend wurde dafür gesorgt, daß eine Beeinflussung dieser Vorgänge durch die Teile der Übertragungsanlage (Mikrophone, Gehäuse) so gering wie möglich ist. Daß die Gesamtheit der abgestrahlten Klänge dann naturgetreu in den Musikraum weitergeleitet wird, gewährleisten die hochwertigen Mikrophone, Verstärker und Lautsprecher.

Die klangliche Distanzierung der Cembalo-Übertragung von den elektrischen Musikinstrumenten muß zur Vermeidung von Mißverständnissen besonders hervorgehoben werden. Sie wird im übrigen durch die völlig abweichende Zielsetzung beider Instrumenttypen von vornherein stark unterstrichen. Denn die elektrischen Musikinstrumente[18]) beabsichtigen, neuartige, universale und, wie gelegentlich argumentiert wird, auf anderem als elektrischem Wege nicht erreichbare Klangfarbenmöglichkeiten zu schaffen. Demgegenüber soll das vorliegende Übertragungsverfahren unter bewußter Beibehaltung des ursprünglichen Klangbildes lediglich eine dem Cembalo durch die veränderten und selbstverständlich gegen den Zug der Zeit auch nicht mehr rückgängig zu machenden Konzertsaalverhältnisse entstandene Schwierigkeit überwinden helfen. Daß dieser Weg erfolgversprechend zu sein scheint, beweisen die zahlreichen Anerkennungen, die der Anlage anläßlich des erwähnten Konzertes auch gerade von Musikern zuteil wurden.

Ausblick

Die Beobachtung, daß eine Forcierung des Cembalo-Klanges durch übermäßig starke Intonation eine häßliche Klangwirkung zur Folge hat, führt auf ein Problem, das auch den Flügel und die Orgel berührt. Das schon vor rund 100 Jahren einsetzende Bestreben, die Lautstärke dieser Instrumente im Gleichlauf mit der musikalischen Stilentwicklung und mit

[16]) Die Labialpfeife der Orgel z. B. kann ohne die angekoppelte Luftsäule bekanntlich überhaupt nicht zu periodischen Schwingungen angeregt werden.

[17]) Vgl. hierzu: E. Thienhaus, Gedanken zum Thema „Musik und Technik". Musik und Kirche 12 (1940), S. 11.

[18]) Vgl. die zusammenfassende Darstellung von W. Janovsky, Elektrische Musikinstrumente, ihre Wirkungsweise und Aufgaben. Elektrotechn. Z. 54 (1933), S. 675 und 727.

der zunehmenden Größe der Konzertsäle sowie insbesondere in Nacheiferung des ständig wachsenden Orchesters zu steigern, kennzeichnet den Weg vom Hammerklavier bis zum modernen Konzertflügel bzw. von der Barockorgel zur großen Konzertorgel der letzten Jahrhundertwende. Schon bei diesem Werdegang mußten wesentliche Klangfarbenwandlungen mit in Kauf genommen werden (Vergröberung der Klangwirkung, Verlust an höheren Teiltönen). Eine über diesen Stand noch weiter hinausgehende Steigerung der Lautstärke des Instrumentes selber scheint ohne erhebliche Verzerrungen des Klanges nicht mehr möglich[19]). Das hängt, analog zu der Ursache der nichtlinearen Verzerrungen in elektroakustischen Übertragungssystemen, offenbar damit zusammen, daß auch bei der — rein mechanischen — Erzeugung musikalisch brauchbarer Klänge bestimmte Proportionalitätsgesetze zwischen den wirksamen Kräften und den Amplituden von Saiten, Zungen usw. erfüllt bleiben müssen. Diese Grenze des „forcierten Klanges" wird im allgemeinen von den Musikern recht sicher empfunden und demgemäß nach Möglichkeit vermieden[20]), wenn sich auch natürlich zunächst keinerlei greifbare Zahlenwerte dafür angeben lassen. Es wäre jedoch denkbar, daß hier ein Zusammenhang mit der Frage besteht, wann man in der theoretischen Behandlung die Amplituden noch als „hinreichend klein" bezeichnen kann, um damit zur Gewinnung einfacher Lösungen für die LAGRANGEschen Bewegungsgleichungen die Glieder höherer Ordnung ohne allzu große Fehler vernachlässigen zu dürfen[21]).

Auch beim Flügel und der Orgel wäre also für sehr große Säle (etwa 3000 Personen und mehr) eine angemessene Lautstärke ohne Vergewaltigung des Klanges nur so zu erreichen, daß das Instrument mit einem verhältnismäßig zarten aber im höchsten Grade edlen Originalklang intoniert wird und daß dieser Klang dann mit Hilfe des hier auf das Cembalo angewendeten Übertragungsverfahrens auf das erforderliche Maß verstärkt wird. Es soll damit allerdings keineswegs empfohlen werden, Klavierabende in Riesensälen vor 5000, 10000 oder noch mehr Zuhörern zu veranstalten. Das beschriebene Übertragungsprinzip gewinnt vielmehr auch für den Flügel seine große Bedeutung, wenn man bedenkt, daß als typische Parallelerscheinung zu den Orgelreformbestrebungen (vgl. Anm. 19) und zum Wiederaufleben des Cembalos heute bereits weite Kreise der Pianisten und Musikliebhaber eine Abkehr von der ausgeprägten Grundtönigkeit des Flügels fordern und wieder einen wesentlich helleren und aufgelockerten, d. h. obertonreichen Flügelklang befürworten. Eine solche Entwicklung, die etwa an die Instrumente BEETHOVENS und LISZTS anknüpft, würde zwangsläufig eine gewisse Einbuße in der abgestrahlten Schallleistung, d. h. einen durchaus bemerkbaren und für die heutigen Konzertsäle unzulässigen Lautstärkeverlust mit sich bringen. Genau wie es beim Cembalo erprobt wurde, könnte dieser Nachteil jedoch auch beim Flügel durch eine

[19]) Die Orgel hatte durch diesen Zug ins Monströse bereits so auffällige klangliche Schäden genommen, daß schon zu Beginn der zwanziger Jahre in Gestalt der „Orgelbewegung" energische Reformbestrebungen einsetzten. Als Folge dieser immer mehr um sich greifenden Bemühungen sieht man heute wieder das barocke Klangideal der Orgel als vorbildlich und allein geeignet für eine Weiterentwicklung an. — Der Flügel ist im Gegensatz zur Orgel von solchen klanglichen Übertreibungen vorläufig verschont geblieben. Er hat sich seit über 40 Jahren praktisch unverändert erhalten. Über die akustischen Momente, die die Entwicklung des Flügels begleiteten, vgl. die unter Anm. 2 genannte Arbeit.

[20]) Trotzdem kommt es leider nicht selten vor, daß ein zu großer Saal oder ein überlautes Orchester den Sänger, Geiger oder Pianisten dazu zwingen, die Stimme oder sein Instrument grausam zu mißhandeln, nur um sich einigermaßen Gehör zu verschaffen.

[21]) Schon beim Ansatz der Schwingungsgleichung

$$m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + r \cdot \frac{dx}{dt} + c \cdot x = a \cdot e^{i\omega t}$$

sind so kleine Amplituden vorausgesetzt, daß die rücktreibende Kraft $c \cdot x$ proportional zur Auslenkung x bleibt (lineare Differenzialgleichung). Vgl. z. B. H. BACKHAUS, Schwingungen von Punktsystemen, im Handbuch der Physik, Bd. VIII (Akustik), Berlin 1927, S. 31, insbesondere auch S. 37 und S. 51.

entsprechende Übertragungsanlage ohne weiteres behoben werden.

Abschließend möchte ich nicht versäumen, meinem Freunde Conrad Hansen für seine zahlreichen Anregungen und die unermüdliche kritische Mitarbeit sehr herzlich zu danken.

Zusammenfassung

Die Originallautstärke bzw. der ursprüngliche Dynamikbereich des Cembalos reicht nicht aus, um dieses Instrument bei Konzerten in größeren Sälen zu verwenden. Mit Hilfe einer Schallübertragungsanlage ist es möglich, den Dynamikbereich auf das erforderliche Maß zu erweitern. Es wird dabei größter Wert darauf gelegt, das Instrument selber klanglich unangetastet zu lassen. Durch Benutzung von zwei getrennten Übertragungswegen ist es gelungen, eine natürliche räumliche Wirkung zu erzielen und gleichzeitig in Übereinstimmung mit den Erfahrungen der stereophonischen Schallübertragungen den typischen Lautsprecherklang zu vermeiden. Um den Cembaloklang auch bei erhöhter Lautstärke naturgetreu wiederzugeben, muß mit Hilfe einer besondern Entzerrungsschaltung neben den tiefsten und höchsten Frequenzen auch noch ein zwischen 1000 und 2000 Hz gelegenes Frequenzgebiet bis zum gewissen Grade unterdrückt werden. Zur Beseitigung der Gefahr einer akustischen Rückkopplung oder störender Entdämpfungen wird das Instrument durch ein Gehäuse (Deckel und Boden) vom Außenraum akustisch abgeschirmt. Da die Schallabstrahlung von Saiten und Resonanzboden im Vergleich zu dem normalen offenen Instrument von dem Gehäuse möglichst wenig beeinflußt werden darf, muß die Innenseite des Deckels durch eine geeignete Kombination von porösen und mitschwingenden Schallschluckstoffen für einen großen Frequenzbereich und insbesondere für die mittleren und tiefen Frequenzen stark schallschluckend ausgebildet werden. Unter der Voraussetzung, daß nur hochwertige Mikrophone, Verstärker und Lautsprecher verwendet werden, genügt die Wiedergabegüte auch gesteigerten künstlerischen Anforderungen. Die Übertragungsanlage konnte bereits mit Erfolg in einem Sinfoniekonzert praktisch verwendet werden.

Es wird erläutert, daß das Auftreten von merklichen Rückwirkungen vom Vorgang der Schallabstrahlung auf den Vorgang der Schwingungserzeugung bei den gebräuchlichen reinakustischen Musikinstrumenten das für die Klangwirkung maßgebende Unterscheidungsmerkmal gegenüber den elektrischen Musikinstrumenten ist. Danach zählt das mit einer Übertragungsanlage ausgerüstete Cembalo in klanglicher Beziehung zu den reinakustischen Musikinstrumenten.

Eine Forcierung des Originalklanges führt auf grobe, häßliche Klangwirkungen. Eine wesentliche Lautstärkesteigerung ohne Schädigung der ursprünglichen Klangfarbe ist grundsätzlich nur durch eine elektroakustische Übertragung nach Art der beschriebenen Cembalo-Übertragung zu erreichen. Das gleiche Übertragungsverfahren läßt sich gegebenenfalls auch auf den Flügel und die Orgel anwenden.

(Eingegangen am 12. Juni 1940.)

Experimentelle Untersuchungen zur Theorie der Schallausbreitung in schalldämpfenden Rohren*)

Von Werner Lippert

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung der Technischen Hochschule Berlin

(Mit 25 Textabbildungen)

Einleitung

Das Problem der Schallausbreitung in Rohren, deren Wände aus schallschluckendem Material bestehen, ist nicht nur für viele Fragen physikalischer Art, sondern auch für die technische Anwendung von Bedeutung.

Bei praktischen Aufgaben handelt es sich z. B. darum, daß durch ein Rohr zwar ein Gleichluftstrom möglichst ungehindert hindurchströmen soll, daß sich aber irgendwelche Geräusche längs des Rohres nicht ausbreiten sollen. Bei der Lösung solcher Aufgaben der Geräuschbekämpfung wird man dafür sorgen, daß die Schallenergie im Rohr von den Rohrwänden möglichst gut aufgenommen und verbraucht, d. h. in Wärme umgesetzt wird. Bei einem Geräusch, das nur aus einer Frequenz besteht oder nur einen relativ schmalen Frequenzbereich umfaßt, kann man z. B. die Rohrwände mit mechanischen, auf die Geräuschfrequenz abgestimmten Resonatoren versehen und dadurch große Dämpfungen erreichen. In der Mehrzahl der Fälle hat man es jedoch mit der Dämpfung von Geräuschen zu tun, deren Schallenergie sich auf einen großen Frequenzbereich verteilt. Hierbei verwendet man, wie die Erfahrung gezeigt hat, vorteilhaft poröse Schallschluckstoffe, und in der vorliegenden Arbeit werden wir uns auch hauptsächlich mit der Untersuchung der Schallausbreitung in Rohren beschäftigen, deren Wände mit porösem Schallschluckmaterial ausgekleidet sind. Dabei sind übrigens die Dämpfungen so groß, daß der Einfluß der inneren Reibung der Luft und der Wärmeleitung zu vernachlässigen ist.

Die Theorie der Schallausbreitung in Rohren mit schallabsorbierenden Wänden ist behandelt worden von J. P. Bosquet[1]), L. J. Sivian[2]), K. Schuster[3]), Ph. M. Morse[4]) und L. Cremer[5]).

Bosquet entwickelte als erster eine vereinfachte Theorie, indem er statt der Schallfeldgrößen in den einzelnen Punkten im Rohr Mittelwerte über den Rohrquerschnitt einführte. Nach Aufstellung einer Differentialgleichung vom Typus der Telegraphengleichung wird jedoch die Lösung des Problems recht verwickelt. Auch Sivian beschränkt sich wie Bosquet auf die Behandlung der tiefen Frequenzen, verwendet aber bei der Ableitung seiner Ergebnisse bekannte Hilfsmittel der elektrischen Leitungstheorie. In einer neueren Arbeit zeigt Schuster unter anderem, daß man die Schallausbreitung längs eines Rohres mit porösen Wänden in Analogie setzen kann zu der von Sommerfeld behandelten Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs eines Drahtes und leitet dabei auch eine unter speziellen Annahmen gültige Formel für die Schalldämpfung im Rohr ab.

Von größerer und allgemeinerer Bedeutung für das hier zu behandelnde Problem sind die Arbeiten von Cremer und Morse, die beide unabhängig voneinander die Schallausbreitung längs eines Rohres als Eigenwertproblem und unter recht allgemeinen Voraussetzungen behandeln.

*) D 11.

[1]) J. P. Bosquet, Bull. Techn. Assoc. Ing. Bruxelles 31 (1935), Nr. 12 (vgl. Referat von A. Schoch, Akust. Z. 3 (1938), S. 49).

[2]) L. J. Sivian, J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), S. 135.

[3]) K. Schuster, Akust. Z. 4 (1939), S. 335.

[4]) Ph. M. Morse, J. Acous. Soc. Am. 11 (1939), S. 205.

[5]) L. Cremer, Akust. Z. 5 (1940), S. 57.

I. Zur Theorie der Schallausbreitung in Rohren

a) Allgemeine Theorie (Cremer und Morse)

Im ersten Teil der Arbeit werden wir uns kurz mit der Theorie der Schallausbreitung in schalldämpfenden Rohren befassen und dabei im wesentlichen die Arbeiten von Cremer, Morse und Sivian zu berücksichtigen haben.

Zur Vereinfachung nehmen wir an, daß das Rohr praktisch unendlich lang ist, so daß also die erste am Rohrende reflektierte Welle schon vernachlässigt werden kann. Der Querschnitt soll sich längs der Rohrachse nicht ändern, und die Wände sollen gleichmäßig mit absorbierendem Material bedeckt sein. Die Rohrachse sei parallel zur x-Achse, und bei rechteckigem Querschnitt befinde sich je eine Wandoberfläche in der xy- bzw. in der xz-Ebene (s. Abb. 1).

Als Lösungsansatz für den Schalldruck im Rohr setzen wir unter Beschränkung auf stationäre und sinusförmige Anregung an[4])

$$p = P_0 \,\mathfrak{Cof}\left[\frac{\pi\, y}{l_y}(\varkappa_y - j\,\mu_y) + \psi_y\right] \times \mathfrak{Cof}\left[\frac{\pi\, z}{l_z}(\varkappa_z - j\,\mu_z) + \psi_z\right] \cdot e^{j\omega t - \frac{\omega}{c}(\sigma + j\tau)x}, \tag{1}$$

wobei ω die Kreisfrequenz und c die Schallgeschwindigkeit im freien Medium sind. Wir

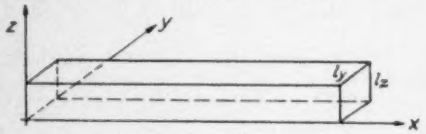


Abb. 1. Skizze des Rohres zu Gl. (1)

nehmen also in der x-Richtung eine mit der Phasengeschwindigkeit $\frac{c}{\tau}$ fortschreitende Welle mit dem Dämpfungsmaß $\frac{\omega}{c}\sigma$ in neper/cm an. Die Verteilung des Schalldrucks über den Querschnitt wird durch die Verteilungsparameter $\varkappa$ und μ sowie durch die Konstanten ψ bestimmt. Im allgemeinen ändert sich also der Schalldruck in der y- bzw. z-Richtung nach Betrag und Phase. Wir werden nun die Verteilungsparameter und die Übertragungsparameter σ und τ aus den Eigenschaften des Wandmaterials und den geometrischen Abmessungen des Rohres bestimmen. Im Rohr gilt die Wellengleichung

$$\Delta p = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2},$$

und durch Einsetzen unseres Lösungsansatzes Gl. (1) erhalten wir eine Beziehung zwischen den Verteilungs- und den Übertragungsparametern

$$(\sigma + j\tau)^2 = \left(\frac{\mu_y}{\eta_y} + j\frac{\varkappa_y}{\eta_y}\right)^2 + \left(\frac{\mu_z}{\eta_z} + j\frac{\varkappa_z}{\eta_z}\right)^2 - 1, \tag{2}$$

wobei zur Abkürzung die Frequenzparameter

$$\eta_y = \frac{2\,l_y}{\lambda} = \frac{\omega\, l_y}{c\,\pi} \quad \text{und} \quad \eta_z = \frac{2\,l_z}{\lambda},$$

die die Rohrbreiten in Einheiten der halben Wellenlänge messen, eingeführt worden sind.

Wir formulieren nun die Randbedingungen für den wichtigen Fall, daß alle Wände mit dem gleichen Material ausgekleidet sind und den Wandwiderstand $\mathfrak{z}$ haben. Der Wandwiderstand bedeutet dabei definitionsgemäß[6]) das komplexe Verhältnis zwischen Schalldruck und wandnormaler Schnelle an der Oberfläche des Materials.

$$\mathfrak{z} = \left(\frac{p}{u_n}\right)_{\text{Oberfläche}},$$

u_n = Schnelle senkrecht zur Wandoberfläche. $\mathfrak{z}$ ist positiv zu rechnen, wenn bei einem Überdruck die Schnelle in Richtung zur Wand hin erfolgt. Unter Berücksichtigung der Kraftgleichung

$$-\operatorname{grad} p = j\,\omega\,\varrho \cdot \mathfrak{u}$$

lauten dann die Randbedingungen für unser Problem

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \pm p\,\frac{j\,\omega\,\varrho}{\mathfrak{z}} \quad \text{für } y = 0 \quad \text{bzw. } y = l_y$$

und

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \pm p\,\frac{j\,\omega\,\varrho}{\mathfrak{z}} \quad \text{für } z = 0 \quad \text{bzw. } z = l_z.$$

Durch Einsetzen von (1) folgen daraus, wenn man nur eine symmetrische Schalldruckverteilung berücksichtigt,

$$\frac{\mathfrak{Cotg}\left[-j\frac{\pi}{2}(\mu_y + j\,\varkappa_y)\right]}{\frac{1}{2}(\mu_y + j\,\varkappa_y)} = \frac{2\,\mathfrak{z}}{\varrho\, c\, \eta_y} \tag{3}$$

$$\psi_y = -\frac{\pi}{2}(\varkappa_y - j\,\mu_y)$$

[6]) K. Schuster und E. Waetzmann, Ann. Phys. V, 1 (1929), S. 671.

und die entsprechenden Gleichungen für die z-Koordinate. Die Gleichungen (2) und (3) sind die Hauptgleichungen unseres Problems. Bei vorgegebenem Wandwiderstand $\mathfrak{z}$ und Frequenzparameter η lassen sich nach (3) die Verteilungsparameter und aus den Verteilungsparametern nach (2) die Übertragungsparameter bestimmen. Es gibt zu einem Wandwiderstand $\mathfrak{z}$, wie aus (3) folgt, eine unendliche Zahl von Verteilungsparametern, die alle mit den Randbedingungen zu vereinbaren sind. Mit diesen Eigenwerten erhält man also statt des einfachen Lösungsansatzes wegen der Linearität der Wellengleichung eine allgemeinere Lösung in Form einer Summe

$$\mathfrak{p} = \sum_{n=0,1\cdots}^{\infty} \sum_{m=0,1\cdots}^{\infty} P_{n,m} \cdot \mathfrak{Cof}\left[\frac{\pi y}{l_y}(\varkappa_{yn} - j\mu_{yn}) + \psi_{yn}\right] \times \mathfrak{Cof}\left[\frac{\pi z}{l_z}(\varkappa_{zm} - j\mu_{zm}) + \psi_{zm}\right] \cdot e^{j\omega t - \frac{\omega}{c}(\sigma_{n,m} + j\tau_{n,m})x},$$

die zur Erfüllung einer vorgegebenen Schalldruckverteilung, z. B. am Anfang des Rohres geeignet ist. Ordnet man die Verteilungsparameter, die zu einem Wandwiderstand $\mathfrak{z}$ gehören, nach wachsenden Werten von μ, so erhält man eine Einteilung der Lösungsanteile mit im allgemeinen zunehmender[7]) Zahl der Druckknoten in der y- bzw. z-Richtung. Man kann aus Gl. (2) (bzw. Abb. 3) ersehen, daß zu größeren Werten von μ auch größere Werte von σ gehören, so daß die höheren Komponenten der Lösungsanteile bei der Ausbreitung im Rohr stärker gedämpft werden. In einiger Entfernung vom Anfang des Rohres wird deshalb die niedrigste Komponente überwiegen und von da ab ein einfacher exponentieller Abfall des Schalldrucks längs der Rohrachse zu erwarten sein.

Im folgenden werden wir die Hauptgleichungen für den Spezialfall des quadratischen Querschnittes gebrauchen, die deshalb noch einmal in der entsprechenden Form hingeschrieben werden sollen. Beschränkt man sich auf den kleinsten Wert von μ, so folgt aus (2) und (3)

$$\text{mit } l_y = l_z = l, \qquad \eta_y = \eta_z = \eta$$
$$\mu_y = \mu_z = \mu \quad \text{und} \quad \varkappa_y = \varkappa_z = \varkappa$$

[7]) Mögliche Ausnahmen werden von Morse diskutiert.

$$(2a) \qquad (\sigma + j\tau)^2 = \left(\frac{\mu\sqrt{2}}{\eta} + j\frac{\varkappa\sqrt{2}}{\eta}\right)^2 - 1,$$

$$(3a) \qquad \frac{\mathfrak{Cotg}\left[-j\frac{\pi}{2}(\mu + j\varkappa)\right]}{\frac{1}{2}(\mu + j\varkappa)} = \frac{2\mathfrak{z}}{\varrho c \eta}.$$

Zur Lösung dieser Gleichungen werden wir die von Morse berechneten graphischen Darstellungen Abb. 2 und Abb. 3 benutzen, die kurz erläutert werden sollen.

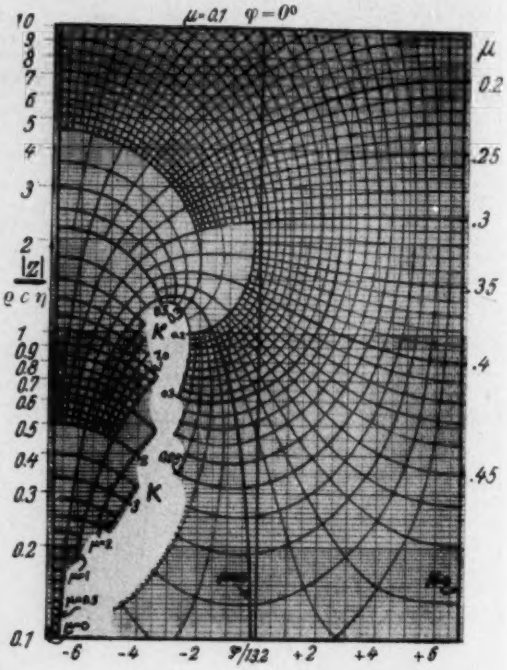


Abb. 2. Die erste Riemannsche Fläche der konformen Abbildung für den Zusammenhang zwischen dem Wandwiderstand und den Verteilungsparametern nach Morse

Abb. 2 stellt eine konforme Abbildung dar (die erste Riemannsche Fläche) für die Gleichung[8])

$$(4) \qquad \frac{\mathfrak{Cotg}\left[-j\pi(\mu + j\varkappa)\right]}{\mu + j\varkappa} = \frac{\mathfrak{z}}{\varrho c \eta} \equiv e^{\ln\frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho c \eta} + j\varphi}.$$

Ordinate ist der Betrag des Wandwiderstandes in logarithmischem Maßstab auf den Schallwellenwiderstand der Luft ϱc und den Frequenzparameter η bezogen; und Abszisse ist der Phasenwinkel φ des Wandwiderstandes auf den

[8]) Diese Gleichung erhält man im zweidimensionalen Fall statt Gl. (3), wenn man nur eine Fläche bei $y = l$ als absorbierend und die übrigen als starr annimmt.

konstanten Faktor 13,2 bezogen. Die orthogonalen Kurvenscharen entsprechen den Kurven für konstantes μ bzw. $\varkappa$[9]).

Bezeichnen wir die Größen für den zweidimensionalen Fall nach Gl. (4) mit einem Stern, so erhalten wir folgenden einfachen Zusammenhang mit den entsprechenden Größen im dreidimensionalen Fall mit quadratischem Querschnitt nach Gl. (3a)

(8a)

$$\mu^* = \frac{\mu}{2}, \quad \varkappa^* = \frac{\varkappa}{2}, \quad \eta^* = \eta$$
$$|\mathfrak{z}|^* = 2\,|\mathfrak{z}| \quad \text{und} \quad \varphi^* = \varphi. \tag{5}$$

Für die Bereiche, die in der Abb. 2 fehlen, lassen sich aus Gl. (4) einfache Näherungsformeln ableiten. Für $\frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho\, c\, \eta} \gg 1$ kann man den Cotg durch das Reziproke des Arguments ersetzen und erhält

$$\frac{1}{-j\pi(\mu + j\varkappa)^2} \approx \frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho\, c\, \eta}\, e^{j\varphi},$$

woraus nach einer kurzen Zwischenrechnung folgt, daß also für $\frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho\, c\, \eta} \gg 1$

$$\mu \approx \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right) \cdot \sqrt{\frac{\varrho\, c\, \eta}{|\mathfrak{z}| \cdot \pi}}$$
$$\varkappa \approx \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right) \cdot \sqrt{\frac{\varrho\, c\, \eta}{|\mathfrak{z}| \cdot \pi}} \tag{6}$$

ist[10]).

In dem Bereich, wo $\frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho\, c\, \eta} \ll 1$ und $\varkappa \ll 1$ ist, kann man statt (4) wegen $\mu \approx \frac{1}{2}$ schreiben:

$$\frac{-j\pi\left(\mu - \frac{1}{2} + j\varkappa\right)}{\mu + j\varkappa} \approx \frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho\, c\, \eta}\, e^{j\varphi},$$

woraus ebenfalls nach einer kurzen Zwischenrechnung folgt, daß für $\frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho\, c\, \eta} \ll 1$

$$\mu \approx \frac{1}{2}\left[1 - \frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho\, c\, \eta\, \pi}\left(\sin\varphi + \frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho\, c\, \eta\, \pi}\cos^2\varphi\right)\right] \approx \frac{1}{2}$$
$$\varkappa \approx \mu\, \frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho\, c\, \eta\, \pi}\cos\varphi \tag{7}$$

ist.

Abb. 3 zeigt eine konforme Abbildung der zu Gl. (4) gehörigen Beziehung zwischen den Übertragungsparametern und den auf den Frequenzparameter η bezogenen Verteilungsparametern für den zweidimensionalen Fall[11]):

$$(\sigma + j\tau)^2 = \left(\frac{\mu}{\eta} + j\frac{\varkappa}{\eta}\right)^2 - 1. \tag{8}$$

Löst man diese Gleichung auf, so erhält man

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1 + \frac{\varkappa^2}{\eta^2} - \frac{\mu^2}{\eta^2}\right)\left[\sqrt{1 + \frac{4\cdot\frac{\mu^2}{\eta^2}\cdot\frac{\varkappa^2}{\eta^2}}{\left(1 + \frac{\varkappa^2}{\eta^2} - \frac{\mu^2}{\eta^2}\right)^2}} - 1\right]}$$
$$\tau = \frac{1}{\sigma}\cdot\frac{\mu\,\varkappa}{\eta^2}.$$

Daraus folgt für $\mu \ll \eta$[12]) als Näherungslösung

$$\sigma \approx \frac{\mu\,\varkappa}{\eta^2}\,\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\varkappa^2}{\eta^2} - \frac{\mu^2}{\eta^2}}}$$
$$\text{und} \quad \tau \approx \sqrt{1 + \frac{\varkappa^2}{\eta^2} - \frac{\mu^2}{\eta^2}}. \tag{9}$$

Die Gl. (2a) für den dreidimensionalen Fall bei quadratischem Querschnitt läßt sich, ähnlich wie vorher bei dem Zusammenhang zwischen Gl. (3a) und Gl. (4), auf Gl. (8) zurückführen unter Benutzung der einfachen Transformationen:

$$\mu^* = \mu\sqrt{2}, \quad \varkappa^* = \varkappa\sqrt{2}, \quad \eta^* = \eta$$
$$\sigma^* = \sigma \quad \text{und} \quad \tau^* = \tau. \tag{10}$$

Hiermit haben wir uns die wichtigsten Formeln[13]) der allgemeinen Theorie kurz abgeleitet und können auch wegen der Allgemeinheit des Ansatzes und der geringen Voraussetzungen, die bei der Ableitung gemacht wurden, schon vermuten, daß diese Theorie geeignet sein wird, die wirklichen Verhältnisse der Schallausbreitung in Rohren mit porösen Wänden in einem großen Frequenzbereich richtig wiederzugeben. Die experimentelle Bestätigung dieser Vermutung bildet den Hauptgegenstand dieser Arbeit.

Die Allgemeinheit der Theorie hat aber zur Folge, daß die Diskussion der Frequenzabhängigkeit des praktisch wichtigen Dämpfungs-

[9]) Es sollen im folgenden, wenn nicht anders bemerkt wird, immer für μ und $\varkappa$ die Werte gemeint sein, die zum kleinsten μ gehören.

[10]) Morse gibt hierfür eine Näherungsformel an, die sich um einen Zahlenfaktor unterscheidet, was wahrscheinlich auf einem Druckfehler beruht.

[11]) Vgl. die Anm. zu Gl. (4).

[12]) Die Einschränkung $\varkappa \ll \eta$, die Morse angibt, gilt, wie man nachrechnen kann, darum, weil im allgemeinen $|\mu^2 - \varkappa^2| \ll \eta^2$ erfüllt ist.

[13]) Die hier gewählten Bezeichnungen entsprechen den von Morse benutzten.

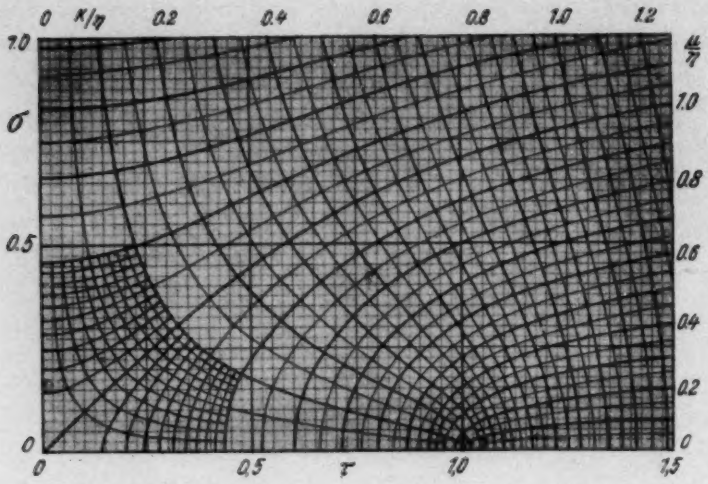


Abb. 3. Konforme Abbildung für den Zusammenhang zwischen den Verteilungs- und den Übertragungsparametern nach MORSE

maßes recht unübersichtlich wird, da wir bei der Anwendung der Theorie, z. B. bei vorgegebenem Wandwiderstand des Materials die Übertragungsparameter zu bestimmen, erst die Zwischenrechnung über die Verteilungsparameter nötig haben.

Es ist aber möglich, unter Beschränkung auf die tiefen bzw. hohen Frequenzen für den Zusammenhang zwischen dem Dämpfungsmaß und dem Wandwiderstand einfache Gesetzmäßigkeiten in Form geschlossener Ausdrücke anzugeben, die leichter zu diskutieren sind und gute Näherungen der allgemeinen Theorie darstellen. Im ersten Fall führt das auf eine Lösung, die im wesentlichen mit den Ergebnissen von SIVIAN übereinstimmt, während für den zweiten Fall CREMER eine Näherungslösung angibt, die experimentell gut nachzuprüfen ist. Wir wollen deshalb im folgenden diese beiden Näherungslösungen kurz erläutern.

b) Näherungslösung für die tiefen Frequenzen (SIVIAN)

Setzt man voraus, daß die Wellenlänge groß gegen die größte Breite des Rohres ist, so kann man die Schallausbreitung längs eines Rohres, wie SIVIAN gezeigt hat, in Analogie setzen zur Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle längs einer homogenen Leitung. Unter Benutzung der Kraftgleichung und der Kontinuitätsgleichung folgt dann für einen Rohrabschnitt von der Längeneinheit für den Längswiderstand $\mathfrak{z}_1$ und die Querableitung $\frac{1}{\mathfrak{z}_2}$

$$\begin{aligned} \mathfrak{z}_1 &= j\frac{k}{F}\varrho c \\ \frac{1}{\mathfrak{z}_2} &= j\frac{kF}{\varrho c}\left[1+\frac{\varrho c}{jk\mathfrak{z}}\cdot\frac{U}{F}\right]. \end{aligned} \tag{11}$$

Dabei sind:

ϱ = Dichte des Mediums,
c = Phasengeschwindigkeit im freien Medium,
$k = \frac{\omega}{c}$ = Wellenzahl,
U = Umfang,
F = Fläche des Querschnitts,
$\mathfrak{z} = |\mathfrak{z}|\, e^{j\varphi}$ = Wandwiderstand.

Benutzt man die bekannte Beziehung für das Übertragungsmaß einer homogenen Leitung

$$\gamma = \sqrt{\mathfrak{z}_1 \mathfrak{z}_2} = \beta + j\alpha,$$

so erhält man durch Einsetzen von Gl. (11)

$$\beta + j\alpha = \sqrt{-k^2\left[1+\frac{U}{F}\frac{\varrho c}{k|\mathfrak{z}|}e^{-j\left(\varphi+\frac{\pi}{2}\right)}\right]},$$

woraus nach einer einfachen Zwischenrechnung für das Dämpfungsmaß β und das Phasenmaß α[14]) folgt:

$$\begin{aligned} \beta &= k\sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{1-2\frac{U}{F}\cdot\frac{\varrho c}{k|\mathfrak{z}|}\sin\varphi+\left(\frac{U}{F}\frac{\varrho c}{k|\mathfrak{z}|}\right)^2}-\left(1-\frac{U}{F}\frac{\varrho c}{k|\mathfrak{z}|}\sin\varphi\right)\right]} \\ \alpha &= \frac{k}{2\beta}\cdot\frac{U}{F}\cdot\frac{\varrho c}{|\mathfrak{z}|}\cos\varphi. \end{aligned} \tag{12}[15])$$

[14]) Der Zusammenhang mit den Übertragungsparametern ist definitionsgemäß durch folgende einfache Beziehung gegeben:

$$\beta = k\sigma \quad \text{und} \quad \alpha = k\tau.$$

[15]) Diese Formeln können auch unter den oben gemachten Voraussetzungen aus der allgemeinen Theorie abgeleitet werden, wie CREMER gezeigt hat.

Aus diesen Formeln kann man leicht die von SIVIAN diskutierten und durch Reihenentwicklungen dargestellten Grenzfälle für die verschiedenen Wandwiderstandsarten ableiten. Z. B. ergibt sich für die tiefsten Frequenzen die Beziehung

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}\frac{U}{F}\frac{k\varrho c}{|\mathfrak{z}|}}\,(1+\sin\varphi)\,, \tag{13}$$

also ein Ansteigen des Dämpfungsmaßes bei konstantem Wandwiderstand mit der Wurzel aus der Frequenz. Bemerkenswert ist noch, daß die Art des Querschnittes nur durch das Verhältnis Umfang zu Fläche in die Formeln (12) eingeht.

c) CREMERsche Strahlbildungsformel

Aus der allgemeinen Theorie kann man für die hohen Frequenzen, d. h. für den Bereich der Strahlbildung, wie man diesen Frequenzbereich, in dem $\eta \gg 1$ gilt, zweckmäßig nennt, auf Grund zweier einfacher und physikalisch naheliegender Annahmen zu einer einfachen Beziehung für das Dämpfungsmaß gelangen. Die erste Annahme besagt, daß im Bereich der Strahlbildung die Phasengeschwindigkeit für die Ausbreitung eines Schallvorganges längs des Rohres nahezu die gleiche ist wie im freien Medium. Es gilt also:

$$\tau \approx 1 \quad \text{für} \quad \eta \gg 1\,^{16})\,.$$

Für den zweidimensionalen Fall mit nur einer absorbierenden Wandfläche erhält man damit aus Gl. (8a)

$$\sigma = \frac{\varkappa\mu}{\eta^2}\,. \tag{14}$$

Nimmt man außerdem an, daß im Bereich der Strahlbildung der Wandwiderstand nahezu konstant bleibt, oder wenigstens nicht proportional mit der Frequenz wächst, eine Bedingung, die praktisch meistens erfüllt ist, so gilt wegen $\eta \gg 1$ schließlich

$$\frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho c\,\eta} \ll 1\,.$$

Aus den Gleichungen (7) und (14) folgt dann wegen $\mu \approx \frac{1}{2}$

$$\sigma = \frac{1}{4\pi\eta^3}\frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho c}\cos\varphi\,,$$

so daß man nach einer kleinen Umformung mit $\eta = \frac{l\omega}{\pi c}$ bei nur einer absorbierenden Wandfläche für das Dämpfungsmaß β in neper/cm erhält

$$\beta = \frac{\pi^2 c^2}{4\omega^2 l^3}\cdot\frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho c}\cos\varphi\,. \tag{15}$$

Bei quadratischem Querschnitt mit vier absorbierenden Wandflächen erhält man in gleicher Weise unter Benutzung der Transformationsgleichungen (5) und (10)

$$\beta = \frac{4\pi^2 c^2}{\omega^2 l^3}\cdot\frac{|\mathfrak{z}|}{\varrho c}\cos\varphi\,. \tag{15a}$$

Gl. (15) stellt die CREMERsche Strahlbildungsformel dar, nach welcher das Dämpfungsmaß proportional dem Realteil des Wandwiderstandes ist und umgekehrt proportional mit dem Quadrat der Frequenz und dem Kubus der Kanalbreite abnimmt.

Die Bedingung, daß die höheren Komponenten der Wellenanteile im Rohr gegenüber der niedrigsten vernachlässigt werden können, so daß also ein einfacher exponentieller Abfall des Schalldrucks nach Gl. (15) erfolgt, wird jedoch bei genügend hohen Frequenzen bzw. kleiner Dämpfung unter normalen Anregungsbedingungen erst in ziemlich großer Entfernung vom Anfang des Rohres erfüllt sein, worauf auch CREMER hinweist. Bei sehr hohen Frequenzen wird man also im Rohr wegen des Zusammenwirkens verschiedener Wellenanteile schließlich starke Interferenzerscheinungen zu erwarten haben.

II. Experimenteller Teil

Für die praktische Anwendung schalldämpfender Rohre ist es wichtig, das Dämpfungsmaß in Abhängigkeit von den verschiedenen Parametern, z. B. der Frequenz, den geometrischen Abmessungen des Rohres und den Eigenschaften des Wandmaterials zu kennen. Die Eigenschaften des Wandmaterials wird man dabei zweckmäßig durch den Wandwiderstand kennzeichnen, eine Größe, die auch experimentell bestimmt werden kann, z. B. durch Messung im KUNDTschen Rohr, und mit deren Hilfe man dann, wie vorher beschrieben, das Dämpfungsmaß berechnen kann. Da andererseits das Dämpfungsmaß auch mit großer Genauigkeit zu messen ist, wenn

[16]) Diese Näherung erhält man auch ohne weiteres aus Gl. 8 bzw. Abb. 3.

man z. B. den Schalldruckverlauf längs eines langen Rohres bei den verschiedenen Frequenzen nacheinander registriert, kann dann aus den gemessenen und den berechneten Werten durch Vergleich auch die Brauchbarkeit der oben behandelten Theorie beurteilt werden.

a) Beschreibung der Meßeinrichtung

Der Aufbau der Meßeinrichtung ist schematisch in Abb. 4 dargestellt. Die Länge des Rohres beträgt 10 m und die äußere Wandverkleidung besteht

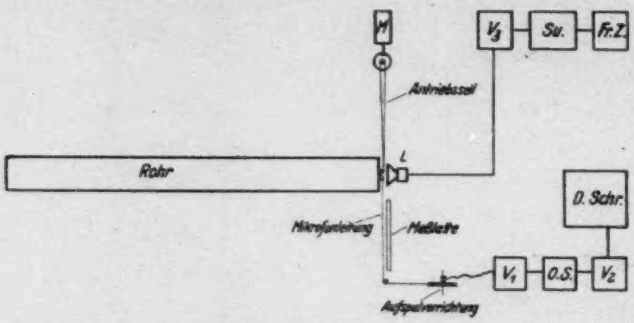


Abb. 4. Meßeinrichtung

aus 2,5 cm dickem Sperrholz[17]). Im Innern des Rohres befinden sich zwei schmale Schienen, auf denen ein kleiner Wagen auf Gummirädern mittels eines Seilzuges von einem Motor (M) vorwärts oder rückwärts bewegt werden kann. Der Wagen trägt an einem senkrecht stehenden Eisenstab das federnd aufgehängte Mikrophon (s. Abb. 5).

Es wurde ein kugelförmiges (6 cm ⌀) dynamisches Mikrophon mit guter Empfindlichkeit und einer Ausgangsimpedanz von ca. 25 Ohm verwendet. Die Zuleitungsschnur ist mit einer Metereinteilung versehen und wird von einer Aufspulvorrichtung an einer Meßlatte vorbeigeführt. Über einen Vorverstärker (V_1), ein Oktavsieb (O.S.) und eine zweite Vorstufe (V_2) ist das Mikrophon an den NEUMANNschen Schnellpegelschreiber (D.Schr.) angeschlossen. Unmittelbar vor dem Anfang des Rohres befindet sich ein dynamischer Lautsprecher[18]) (L), der von einem Überlagerungssummer[19]) (Su) und einem Endverstärker (V_3) gespeist wird. Die Frequenz wurde mit dem AEG.-Frequenzzeiger (Fr.Z.) gemessen.

Abb. 6 zeigt eine Ansicht von den ersten 7 m des Rohres. Bei der Messung wurde das Mikrophon vom Rohranfang mit geringer und gleichmäßiger Geschwindigkeit durch das Rohr gefahren und dabei fortlaufend der Schalldruck in log. Maßstab (db) registriert.

In gleichen Abständen, z. B. alle 50 cm, wie an der Meßlatte abgelesen werden konnte, wurde die Summerspannung für einen Augenblick kurzgeschlossen und damit die Abszisse des Registrierstreifens, nämlich die vom Mikrophon zurückgelegte Wegiänge, aufgezeichnet. Bei exponentiellem Abfall des Schalldrucks ist die registrierte Kurve eine Gerade und die Neigung der Geraden ein Maß für die Schalldämpfung (vgl. Abb. 10). Bei der Auswertung wurde das Dämpfungsmaß meistens in db/m bestimmt. Während einer solchen Messung wurde die Frequenz konstant[20]) gehalten. Aus vielen Einzelmessungen in kleinen Frequenzabständen wurde für ein bestimmtes Rohr jedesmal die Frequenzkurve des Dämpfungsmaßes bestimmt.

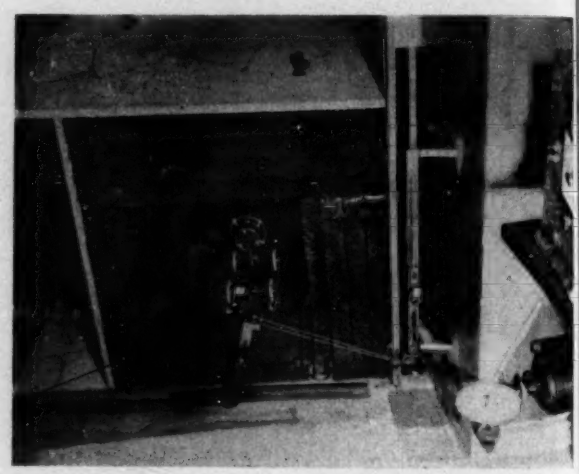


Abb. 5. Rohranfang der Meßeinrichtung

Die große Rohrlänge (10 m) wurde gewählt, um längs einer möglichst großen Wegstrecke im Rohr praktisch nur eine fortschreitende Welle zu erhalten[21]).

[17]) Um die Körperschalleitung längs der Sperrholzhülle zu vermindern, wurden die Bretter in der Längsrichtung in Stücke von 1 m Länge unterteilt.

[18]) Zur Verminderung der Abstrahlung in den unerwünschten Richtungen wurde der Lautsprecher mit einem doppelten, bleiblechbeschlagenen Holzgehäuse versehen.

[19]) Zur Vermeidung des Netzbrummens wurden der Summer und die Verstärker aus Gleichstromquellen betrieben.

[20]) Die Schallfeldverzerrungen durch das Mikrophon sind deshalb beim Fehlen von Interferenzen im Rohr an jeder Stelle etwa in gleicher Weise proportional dem jeweiligen Schalldruck und ergeben wegen der Quotientenbildung in erster Näherung keinen Fehler für das Dämpfungsmaß.

[21]) Gelegentlich wurde bei sehr tiefen Frequenzen und geringen Dämpfungen das Rohrende mit 1 m

Abb. 6. Gesamtansicht des Rohres

b) Messungen mit brauner Schlackenwolle

Die Schalldämpfung eines mit dämpfendem Material ausgekleideten Rohres hängt, wie schon erwähnt, von einer großen Zahl von Parametern ab, wie der Frequenz, dem Querschnitt, der Querschnittsform und den Eigenschaften des Materials, wie der Schichtdicke. Wir wollen uns im folgenden experimentell einen Überblick darüber verschaffen, wie die einzelnen Parameter die Schalldämpfung beeinflussen. Zu diesem Zwecke benötigen wir ein geeignetes Material, von dem wir folgende Eigenschaften fordern müssen:

1. Das Material soll in einem möglichst großen Frequenzbereich gute Dämpfungseigenschaften besitzen.

2. Die hierfür benötigten Schichtdicken sollen wegen des experimentellen Aufwandes nicht zu groß sein.

3. Das Material soll möglichst homogen und gleichmäßig verarbeitet sein, damit eine gute Reproduzierbarkeit der Messungen gewährleistet ist.

Wegen der ersten Forderung kommt, wie schon erwähnt, nur ein poröser Schallschluckstoff mit nicht zu großem Strömungswiderstand in Frage. Die zweite Forderung bedeutet aber, daß der Strömungswiderstand auch nicht zu klein sein darf[22]). Ein Stoff, der allen drei Forderungen ganz gut gerecht wird, ist das mit brauner Schlackenwolle bezeichnete Material. Die braune Schlackenwolle[23]) hat eine Porosität von 90% und einen Strömungswiderstand von 80 Ohm [g cm^{-3} sec^{-1}] bei einem spezifischen Gewicht von 0,15—0,16 [g cm^{-3}] und wird nach dem Papierverfahren aus Schlackenwolle hergestellt.

langen Kegeln aus Schlackenwolle oder anderen dämpfenden Materialien zur Verminderung der Reflexion abgeschlossen.

1. Messungen bei verschiedener Schichtdicke

Es sind bei einem lichten, quadratischen Querschnitt von 20 × 20 cm² und von 30 × 30 cm² je drei Rohre mit den Schichtdicken 5, 10 und 20 cm aufgebaut worden. Die Schalldämpfung wurde längs der Rohrachse, wie oben beschrieben, gemessen. In den Abb. 7 und 8 ist für den Querschnitt von 20 × 20 cm² bzw. 30 × 30 cm² das Dämpfungsmaß in db/m in Abhängigkeit von der Frequenz und für die verschiedenen Schichtdicken aufgetragen. Die

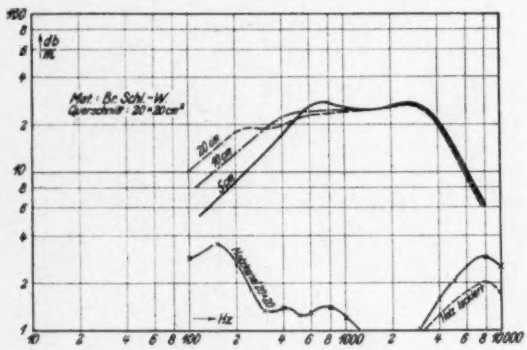


Abb. 7. Dämpfungsmaß bei verschiedenen Schichtdicken

Kurven zeigen ein typisches Verhalten für die Schalldämpfung von Rohren, die mit porösem Material ausgekleidet sind. Mit wachsender Frequenz nimmt zunächst die Dämpfung zu, um dann bei genügend hohen Frequenzen wieder rasch abzufallen. In einem breiten Frequenzbereich, der nach den hohen Frequenzen durch die Rohrbreite und nach den tiefen Frequenzen

[22]) L. Cremer, Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 333.

[23]) Das Material wird von der Firma Berliner Gipswerke, L. Mundt, Berlin W 35, unter der Bezeichnung Ravolitplatten geliefert.

auch durch die Schichtdicke begrenzt wird, erreicht man ziemlich große Dämpfungswerte, z. B. bei dem Querschnitt von 20 × 20 cm² im Maximum beinahe 30 db/m. Bei den tiefen Frequenzen fällt unterhalb einer Resonanzstelle (die sich, wie man leicht erkennt, mit abnehmender Schichtdicke nach höheren Frequenzen verschiebt), die Dämpfung stark ab, so daß also die Schallausbreitung im Rohr bei kleiner Schichtdicke und tiefen Frequenzen durch die Art der äußeren Begrenzung des Rohres, z. B. durch leichtes Mitschwingen der Sperrholzhülle, immer leichter beeinflußt werden kann. Um diese experimentellen Grenzen abschätzen zu können, wurde die Dämpfung eines einfachen Holzrohres mit einem Querschnitt von 20 × 20 cm², das aus 2,5 cm

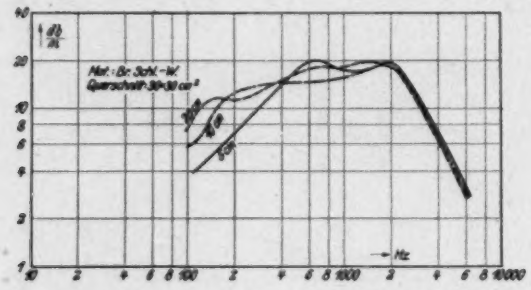


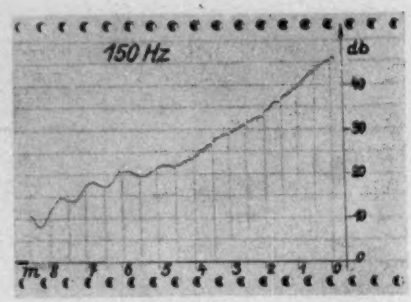
Abb. 8. Dämpfungsmaß bei verschiedenen Schichtdicken

dicken Sperrholzwänden aufgebaut war, gemessen und zum Vergleich in der Abb. 7 miteingetragen.

Es zeigte sich, daß man unterhalb von etwa 300 Hz nur noch bei der großen Schichtdicke von 20 cm in ausreichendem Maße unabhängig ist von den Eigenschaften der Holzbegrenzung. Bei kleiner Schichtdicke treten in diesem Frequenzbereich auch Abweichungen von einem einfachen exponentiellen Abfall[24]) des Schalldrucks auf, wofür Abb. 9 ein Beispiel gibt, das eine registrierte Kurve für 5 cm Schichtdicke bei 30 × 30 cm² Querschnitt und 150 Hz zeigt.

Im übrigen erhält man aber einen sehr genauen exponentiellen Abfall des Schalldrucks längs der Rohrachse, wie man aus der Abb. 10 ersehen kann, in welcher für einige Frequenzen

[24]) Die Zahlenwerte für das Dämpfungsmaß stellen hierbei nur Mittelwerte dar.



Br.-Schl.-W. 5 cm dick 30 × 30 cm²

Abb. 9. Beispiel für Abweichung vom exponentiellen Schalldruckverlauf im Rohr (bei geringer Schichtdicke des Materials und tiefen Frequenzen)

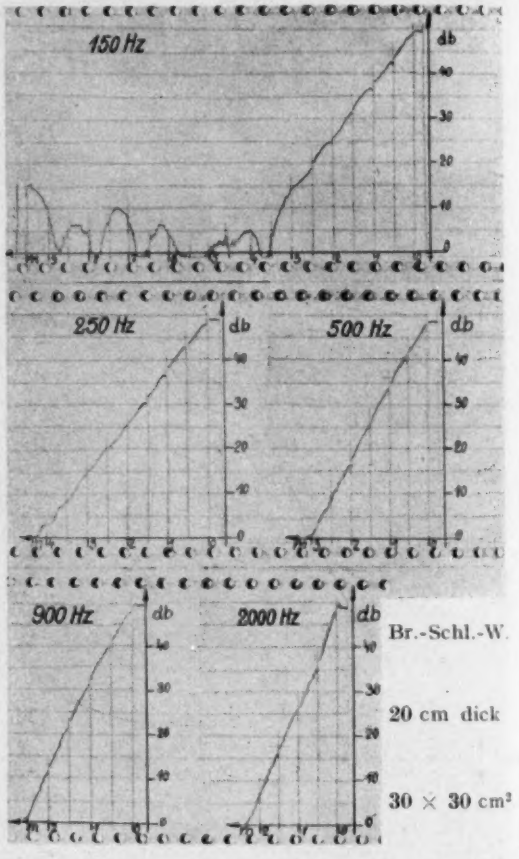


Abb. 10. Beispiele für den exponentiellen Schalldruckverlauf im Rohr

die registrierten Kurven, die sich bei 20 cm Schichtdicke und 30 × 30 cm² Querschnitt ergaben, zusammengestellt wurden.

2. Messungen bei verschiedenen Querschnitten

In der Abb. 11 sind die gemessenen Frequenzkurven für das Dämpfungsmaß bei 5 cm Schicht-

dicke und quadratischem Rohrquerschnitt für die Rohrbreiten 10, 20, 30, 50, 70 und 90 cm und für einen rechteckigen Querschnitt von 20 × 90 cm² zusammengestellt.

Man kann aus den Kurven entnehmen, daß im Bereich der Strahlbildung das Dämpfungsmaß auch in einfacher Weise von der Rohrbreite abhängt. Es gilt vor allen Dingen für die kleineren Querschnitte ziemlich genau, daß das Dämpfungsmaß umgekehrt proportional mit dem Quadrat der Frequenz und dem Kubus der Rohrbreite verschwindet. Diese einfachen Gesetzmäßigkeiten im Strahlbildungsbereich für die Abhängigkeit des Dämpfungsmaßes von der Rohrbreite und auch von der Frequenz sind in genauer Übereinstimmung mit der Strahlbildungsformel von CREMER (s. Gl. (15a)), wenn der Wandwiderstand etwa oberhalb von 2000 Hz als konstant angenommen werden kann.

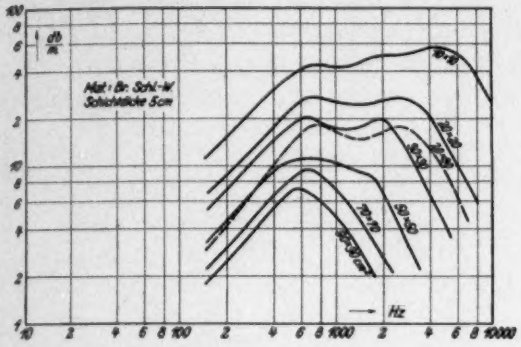
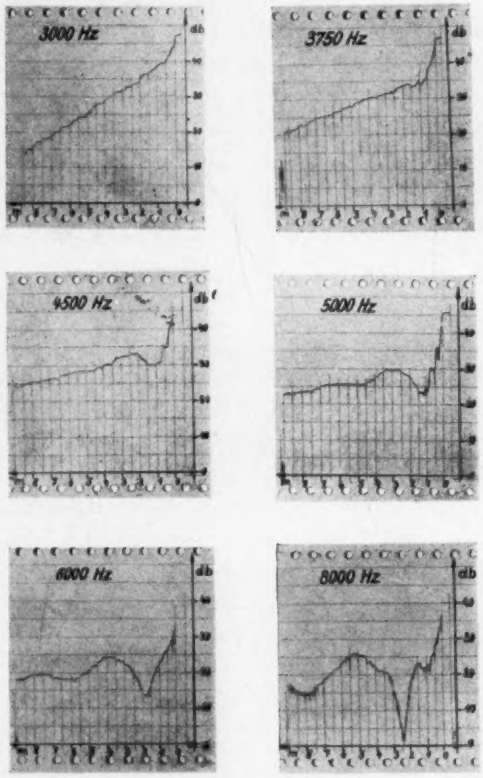


Abb. 11. Dämpfungsmaß bei verschiedenen Querschnitten

Untersucht man das Dämpfungsmaß im Strahlbildungsbereich bei immer höheren Frequenzen, so erhält man schließlich, wenn die Dämpfung genügend klein geworden ist, Interferenzerscheinungen im Rohr, wie in der Abb. 12 für den Querschnitt von 50 × 50 cm² gezeigt ist.

Man kann diese Interferenzerscheinungen aus einer einfachen Strahlenbetrachtung ableiten und erklären. Sie sind aber auch, wie schon anfangs erwähnt, nach der allgemeinen Theorie zu erwarten, da die höheren Wellenanteile, die am Anfang des Rohres angeregt werden, mit wachsender Frequenz ebenfalls weniger[25]) gedämpft werden und deshalb mit der niedrigsten Komponente bis zu immer größeren Entfernungen vom Anfang des Rohres zusammenwirken. Diese Interferenzerscheinungen[26]) im Rohr hängen natürlich von den Anregungsbedingungen ab, was im folgenden kurz geprüft wurde.



Br.-Schl.-W. 10 cm dick 50 × 50 cm²

Abb. 12. Beispiele für Interferenzerscheinungen im Rohr bei höheren Frequenzen und geringer Dämpfung

3. *Messungen bei verschiedenen Anregungsbedingungen*

Die Schalldruckverteilung am Anfang des Rohres wurde dadurch geändert, daß der Schall mittels einer Holzblende durch ein Loch von 5 cm Durchmesser in das Rohr eingestrahlt wurde. Bei dem Rohr mit 30 × 30 cm² Querschnitt wurde dabei das Loch einmal in der Mitte des Querschnitts, das andere Mal am Rand in der Mitte einer Rohrseite angebracht.

[25]) Vgl. PH. M. MORSE, J. Acous. Soc. Am. 11 (1939), S. 205.

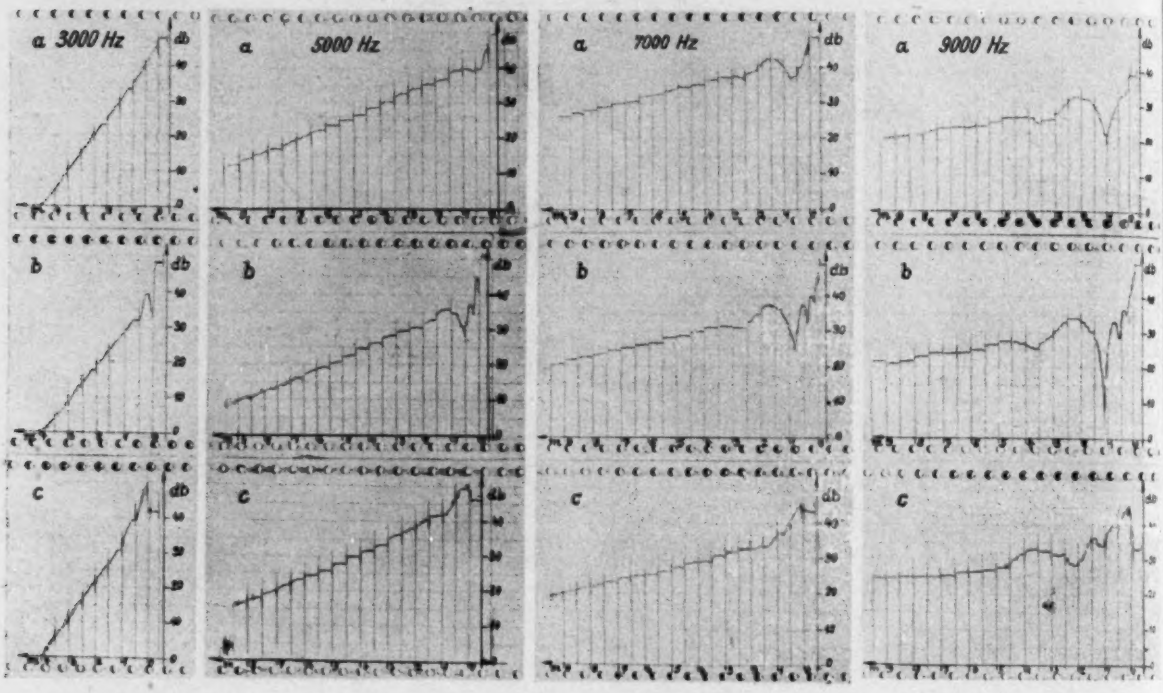
[26]) Vgl. L. CREMER, Akust. Z. 5 (1940), S. 57.

Der Schalldruck wurde längs der Rohrachse registriert, und Abb. 13 zeigt für einige Frequenzen die gemessenen Kurven, jeweils ohne Holzblende und mit Blende für die beiden Lochanordnungen.

Man sieht, daß im Strahlbildungsbereich mit zunehmender Frequenz die Schalldruckverteilung im Rohr von der Art der Anregung immer mehr beeinflußt wird, während bei den tieferen Frequenzen nur eine kleine Störung am Anfang des Rohres übrig bleibt.

mit dämpfendem Material zu verkleiden, einen kleineren Querschnitt benutzt mit nur einer oder zwei schalldämpfenden Flächen und im übrigen starren Wänden von solcher Anordnung, daß sich durch Spiegelung an den starren Wänden wieder der ursprüngliche Querschnitt ergibt.

Es wurde z. B. die Schalldämpfung eines Rohres gemessen, dessen Querschnitt ein gleichschenkliges rechtwinkliges Dreieck bildete. Die Kathetenflächen waren 2,5 cm dicke Sperrholz-



Br.-Schl.-W. 20 cm dick 30 × 30 cm²

a) ohne Blende; b) Bl. in der Mitte; c) Bl. am Rande. Blendenöffnung 5 cm ⌀

Abb. 13. Beispiele für den Schalldruckverlauf im Rohr bei verschiedenen Anregungsbedingungen

4. Spiegelungsversuche

Zur Bestimmung des Dämpfungsmaßes kann man den Schalldruckverlauf an einer beliebigen Stelle des Querschnitts parallel zur Rohrachse registrieren, was sich auch experimentell in Übereinstimmung mit den Erfahrungen von SIVIAN[2]) bestätigen ließ.

Diese Feststellung legt es nahe, den experimentellen Aufwand für die Messung dadurch zu verringern, daß man bei einem bestimmten Querschnitt, statt z. B. alle vier Wandflächen

wände und die Diagonalfläche, die 30 cm breit war, bestand aus brauner Schlackenwolle von 5 cm Dicke mit einer 2,5 cm dicken Sperrholzbegrenzung nach außen (s. Skizze in Abb. 14).

Dieses Rohr geht durch Spiegelung an den Holzwänden in eines von quadratischem Querschnitt mit 30 cm Rohrbreite über, wenn man von den kleinen zu vernachlässigenden Unterschieden an den Ecken absieht. Man kann also das gemessene Dämpfungsmaß, das in der Abb. 14 (Kurve 1) über der Frequenz aufge-

tragen ist, mit dem entsprechenden für den quadratischen Querschnitt (Kurve 2) vergleichen. Es zeigt sich, daß man bei im allgemeinen guter qualitativer Übereinstimmung auch gewisse Unterschiede erhält, die beim Spiegelungsversuch in Form von resonanzartigen Unregelmäßigkeiten in der Frequenzkurve auftreten und wahrscheinlich von den wenig idealen Spiegelungseigenschaften der Holzwände herrühren. Für praktische Messungen dürfte jedoch die Übereinstimmung oftmals ausreichen.

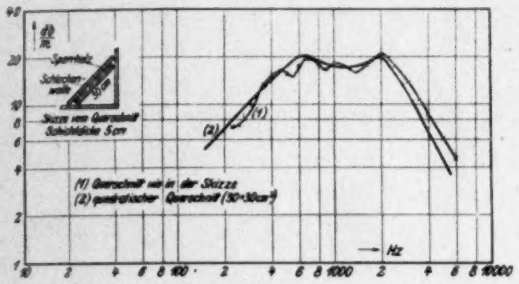


Abb. 14. Dämpfungsmaß beim Spiegelungsversuch

5. Messungen bei Unterteilung der Schlackenwolle

Man kann den Wandwiderstand, wie im vorangegangenen stillschweigend vorausgesetzt wurde, nur dann als eine vom Ort und von der Schalldruckverteilung im Rohr unabhängige Größe annehmen, wenn die einzelnen Wandelemente als unabhängig voneinander angesehen werden können. Diese Voraussetzung braucht bei einer stärkeren Kopplung im Material nicht erfüllt zu sein, so daß also der wirksame Wandwiderstand, wie CREMER [5]) gezeigt hat, z. B. auch von der Schalleinfallsrichtung abhängig [27]) sein kann. Da wir den Wandwiderstand, wie später beschrieben wird, bei senkrechtem Schalleinfall messen, im Rohr jedoch stets einen extrem schrägen Schalleinfall haben, müssen wir also einen möglichen Einfluß einer Kopplung im Material auch noch berücksichtigen. Es soll in unserem speziellen Fall für die braune Schlackenwolle diese Frage experimentell entschieden werden.

Zu diesem Zweck wurde ein Rohr von $20 \times 20\,\mathrm{cm}^2$ Querschnitt und mit einer Schlackenwolleauskleidung von 5 cm Schichtdicke aufgebaut, und die Schlackenwolle alle 10 cm mit 3 mm dicken Sperrholzbrettchen senkrecht zum Rohr unterteilt (s. Skizze in Abb. 15).

Das Dämpfungsmaß wurde gemessen und in der Abb. 15 (Kurve 1) in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Zum Vergleich wurde das Dämpfungsmaß ohne Unterteilung der Schlackenwolle durch die Brettchen (Kurve 2) miteingetragen.

Beide Kurven sind praktisch gleich [28]), so daß wir annehmen können, daß bei der braunen Schlackenwolle keine Kopplung im Material berücksichtigt zu werden braucht, die sonst durch die Unterteilung stark gestört worden wäre. Es ist deshalb auch anzunehmen, daß der wirksame Wandwiderstand im Rohr unter den vorliegenden Bedingungen noch unabhängig vom Einfallswinkel ist, eine Eigenschaft der braunen Schlackenwolle, die davon herrührt, daß der spezifische Strömungswiderstand (80 Ohm) schon ausreichend groß ist.

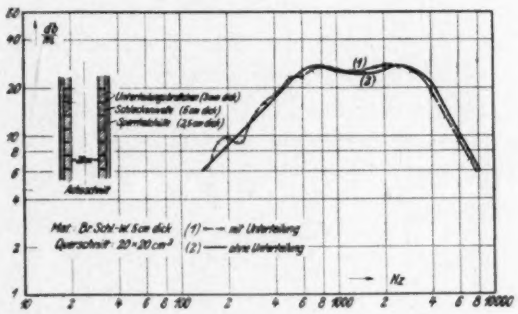


Abb. 15. Dämpfungsmaß bei Unterteilung der Schlackenwolle

c) Messungen mit Kapagplatten

Bei den bisher beschriebenen Messungen wurde als Wandmaterial braune Schlackenwolle verwendet. Um auch den Einfluß des Auskleidungsmaterials auf die Schalldämpfung zu zeigen, wurden einige Rohre mit Kapagplatten ausgekleidet. Das ist ein pappartiger, poröser Stoff mit einem hohen spezifischen Strömungs-

[27]) Nach CREMER kann der Wandwiderstand bei schrägem Schalleinfall vergrößert werden.

[28]) Wir haben hiermit zugleich ein Beispiel für die gute Reproduzierbarkeit der Messungen mit brauner Schlackenwolle.

widerstand von 6500 Ohm und einer Porosität von 80 %. Kapagplatten von 1,3 cm Dicke wurden auf die Sperrholzwände des Rohres genagelt, und es wurde das Dämpfungsmaß für 2 Querschnitte von 20×20 cm² bzw. 30×30 cm² gemessen und in der Abb. 16 eingetragen.

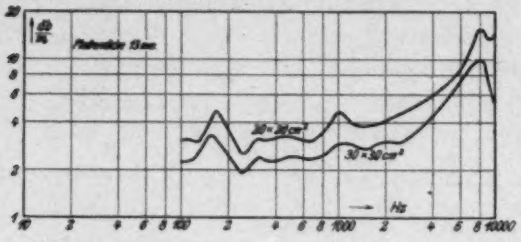


Abb. 16. Dämpfungsmaß bei Auskleidung mit Kapagplatten

Es fällt auf, daß bei diesem Material die Dämpfung erst oberhalb von etwa 2000 Hz ansteigt, während bei der braunen Schlackenwolle und gleichem Rohrquerschnitt in diesem Frequenzbereich schon wieder ein Abfall der Dämpfung einsetzte. Unterhalb von 1000 Hz ist die Dämpfung nur gering und, wie man aus den Resonanzen sieht, durch ein Mitschwingen des Materials etwas beeinflußt. Der Bereich charakteristischer Dämpfung ist also bei den Kapagplatten entsprechend dem größeren Strömungswiderstand und damit auch größeren Wandwiderstand nach höheren Frequenzen verschoben.

Im folgenden wird über Dämpfungsmessungen in einem Rohr berichtet, dessen Wandwiderstand zwar keine glatte Funktion der Frequenz ist, bei dem jedoch die Änderungen qualitativ zu übersehen sind und darum sehr gut erkennen lassen, wie stark der Wandwiderstand tatsächlich die Dämpfung beeinflußt.

d) Messungen an einem Lochsteinkanal

Es wurde ein Kanal aufgebaut, dessen Wände aus Lochsteinen zusammengesetzt waren, wie in der Skizze zu Abb. 17 gezeigt ist. Jeder Stein war 6,7 cm hoch und hatte eine Grundfläche von 12×25 cm², die senkrecht dazu 84mal durchbohrt war mit einem etwa quadratischen Lochquerschnitt von $0{,}9 \times 0{,}9$ cm². An den Außenflächen des Kanals waren die Löcher der Steine wieder mit Sperrholzwänden abgeschlossen. Der Kanal hatte einen lichten Querschnitt von 19×25 cm², und das gemessene Dämpfungsmaß ist in der Abb. 17 aufgetragen.

In dem Frequenzbereich von etwa 1000 Hz steigt die Dämpfung zu einem Maximum an und erreicht auch bei etwa den 3-, 5- und 7-fachen Frequenzen wieder maximale Werte. Dazwischen liegen starke Minima der Dämpfung.

Dieses Verhalten der Dämpfung ist auf Grund einer Näherungsbetrachtung einfach zu erklären. Der akustische Widerstand $\mathfrak{z}_A$ (d. i. definitionsgemäß das Verhältnis von Schalldruck zu Schallfluß) eines an dem einen Ende starr abgeschlossenen Rohres von der Länge l und vom Querschnitt s ist bekanntlich ohne Berücksichtigung der Reibung

$$\mathfrak{z}_A = -\frac{j\varrho c}{s} \operatorname{cotg} 2\pi \frac{l}{\lambda}.$$

Daraus folgt aber, daß der Betrag des akustischen Widerstandes an der Öffnung der Bohrungen und damit auch der Betrag des mittleren Wandwiderstandes im Rohr für solche Frequenzen, bei denen die Länge der Bohrungen etwa ein ungeradzahliges Vielfaches von $\frac{\lambda}{4}$ ist, klein und damit die Dämpfung groß wird, während dazwischen Frequenzen liegen, bei denen der Betrag des mittleren Wandwiderstandes groß und damit die Dämpfung klein wird.

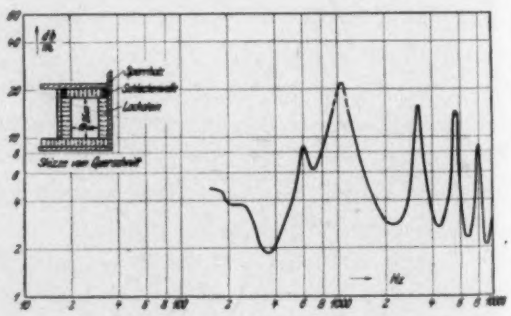


Abb. 17. Dämpfungsmaß eines Lochsteinkanals

Das Auftreten der Resonanz- und Antiresonanzstellen für die Schalldämpfung ist damit aus dem Verhalten des mittleren Wandwiderstandes erklärt, und dieses Beispiel zeigt auch deutlich, wie in dem ganzen Frequenzbereich

bis zu 10000 Hz eine Veränderung des Wandwiderstandes die Schalldämpfung stark beeinflußt.

Im folgenden wollen wir deshalb den Wandwiderstand, der auch auf die Grundgrößen, wie z. B. Strömungswiderstand, Porosität und Schichtdicke zurückgeführt werden könnte, experimentell bestimmen, um Unsicherheiten, die sich aus einem theoretisch berechneten Wandwiderstand ergeben könnten, auszuschließen.

e) Messung des Wandwiderstandes

1. Beschreibung der Meßeinrichtung

Der Wandwiderstand soll, wie schon erwähnt, nach SCHUSTER und WAETZMANN definiert sein als das komplexe Verhältnis von Schalldruck zu wandnormaler Schnelle an der Oberfläche des Materials. Zur Messung des Wandwiderstandes wurde das KUNDTsche Rohr benutzt. Ein etwa 6 m langer Kanal aus Betonwänden mit einem quadratischen Querschnitt von etwa 14×14 cm² wurde von dem einen Ende mit sinusförmigem Schall beschickt, während das andere Ende mit einer schweren Steinplatte dicht abgeschlossen war. Im Kanal unmittelbar vor der Steinplatte befand sich das zu messende Material.

Um den Wandwiderstand nach Betrag und Phase zu ermitteln, wurden mit einem kleinen Kristallmikrophon, das längs der Kanalachse bewegt werden konnte, die Maxima und Minima des Schalldrucks der stehenden Welle im Kanal gemessen. Außerdem wurde auch noch der Abstand der Minima von der Materialoberfläche bestimmt und mit dem Abstand der Minima von der Steinplatte ohne Material verglichen.

Aus der Verschiebung der Minima, die durch den Phasensprung an der Oberfläche des Materials entstehen, und aus dem Verhältnis von maximalem zu minimalem Schalldruck im KUNDTschen Rohr kann dann bekanntlich[29]) der Wandwiderstand nach Betrag und Phase berechnet werden.

Aus einer Reihe von Messungen in kleinen Frequenzabständen wurde jedesmal die Frequenzkurve für den Wandwiderstand bestimmt, wobei noch erwähnt sei, daß für die Messungen unter 300 Hz z. T. auch ein KUNDTsches Rohr von 16 m Länge und 40×40 cm² Querschnitt benutzt wurde.

2. Wandwiderstand von brauner Schlackenwolle

In der Abb. 18 sind die Meßergebnisse für die braune Schlackenwolle bei den drei Schichtdicken 5, 10 und 20 cm zusammengestellt, und zwar wurden der Betrag des Wandwiderstandes $|\mathfrak{z}|$ (auf $\varrho\, c$ bezogen) und der Phasenwinkel φ (in Grad) über der Frequenz aufgetragen.

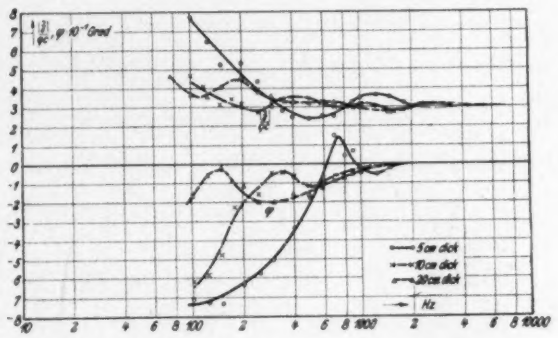


Abb. 18. Wandwiderstand (Betrag und Phase) für braune Schlackenwolle

Aus einem Vergleich der Kurven für die verschiedenen Schichtdicken kann man feststellen, daß der Wandwiderstand sich nach höheren Frequenzen einem konstanten und reellen Wert[30]) nähert. Da auch schon aus den Dämpfungsmessungen mit brauner Schlackenwolle

[29]) Man erhält für den Wandwiderstand

$$\mathfrak{z} = \varrho\, c \frac{1 + R e^{j\alpha}}{1 - R e^{j\alpha}},$$

wenn mit R das Verhältnis der Druckamplitude der zurück- und der hinlaufenden Welle und mit α der Phasensprung an der Materialoberfläche bezeichnet werden. Dabei ist

$$R = \frac{q-1}{q+1} \quad \text{und} \quad \alpha = 2\,k\,\Delta\,x,$$

wenn q das Verhältnis von maximalem zu minimalem Schalldruck im KUNDTschen Rohr und $\Delta\,x$ die Verschiebung der Minima bedeuten.

[30]) Das ist auch nach der Theorie der porösen Schallschlucker zu erwarten, vgl. dazu E. MEYER und V. KÜHL, Berl. Ber. 1932, S. 416, Nr. 26 und L. CREMER, Akust. Z. 5 (1940), S. 57. (Es ist jedoch für die höheren Frequenzen wahrscheinlich eine kleinere wirksame Porosität anzusetzen.)

auf ein glattes Verhalten des Wandwiderstandes bei den höheren Frequenzen geschlossen werden konnte, schien es gerechtfertigt, oberhalb von etwa 2000 Hz, wo es wegen der Breite des zur Verfügung stehenden KUNDTschen Rohres praktisch[31]) nicht möglich war, noch genau zu messen, den Wandwiderstand in der eingezeichneten Weise zu extrapolieren.

Die in den Kurven eingetragenen Meßpunkte geben einen Anhaltspunkt, wie sehr die Werte bei den einzelnen Meßreihen und verschiedenen Materialproben etwa streuten. Die ausgezogenen Kurven ergaben sich als Mittelwert über je drei Meßreihen; dabei war die Reproduzierbarkeit als recht gut zu bezeichnen.

Mit der Kenntnis des Wandwiderstandes sind wir nun, wie schon erwähnt, in der Lage, die zu Anfang erläuterte Theorie mit Hilfe der Dämpfungsmessungen einer Kritik zu unterziehen, worüber im folgenden kurz berichtet werden soll.

III. Vergleich zwischen Theorie und Messung

Es wurden für einige der vorher gemessenen Kurven für das Dämpfungsmaß unter Benutzung der entsprechenden gemessenen Werte für den Wandwiderstand und der zu Anfang erläuterten Formeln sowie der graphischen Hilfsmittel der allgemeinen Theorie die zugehörigen theoretischen Kurven berechnet.

Die Abb. 19, 20 und 21 zeigen für das Dämpfungsmaß von brauner Schlackenwolle zum Vergleich die gemessenen (Kurve 1) und die berechneten (Kurve 2) Frequenzkurven für den Querschnitt von $20 \times 20\ \mathrm{cm}^2$ und die drei Schichtdicken 20, 10 und 5 cm.

Man erhält vor allen Dingen bei der größten Schichtdicke eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Dämpfungskurven. Die Übereinstimmung erstreckt sich dabei auf den ganzen untersuchten Frequenzbereich, also etwa 6 Oktaven. Man erkennt auch, daß die größten Abweichungen bei der kleinsten Schichtdicke und den tiefsten

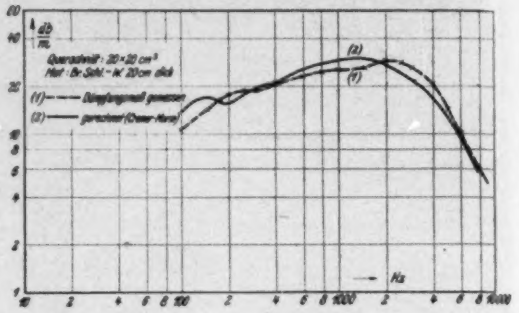


Abb. 19. Zum Vergleich zwischen Theorie und Messung

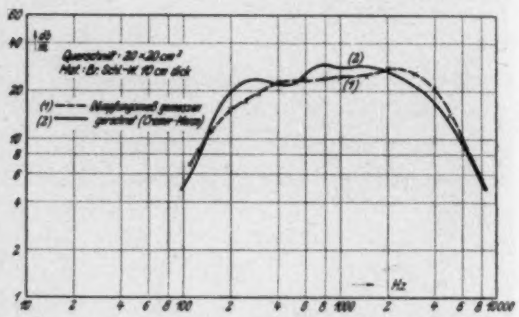


Abb. 20. Zum Vergleich zwischen Theorie und Messung

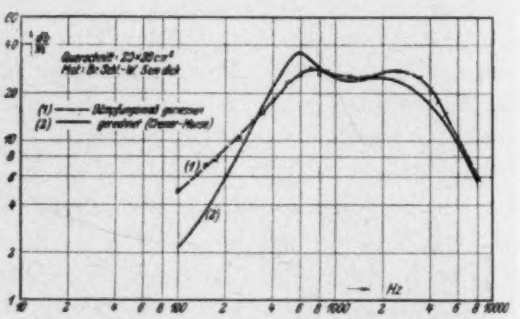


Abb. 21. Zum Vergleich zwischen Theorie und Messung

Frequenzen auftreten, also gerade dort, wo wir schon vorher auf experimentelle Schwierigkeiten stießen (vgl. Abb. 9), da in diesem Fall durch ein leichtes Mitschwingen der Sperrholzbegrenzung der im Rohr wirksame Wandwiderstand und damit auch die Schallausbreitung beeinflußt wurden.

In der Abb. 22 sind die gemessenen und die berechneten Frequenzkurven für das Dämp-

[31]) Man kann nicht verhindern, daß in diesem Frequenzbereich schon Querresonanzen des Rohres angeregt werden. Die tiefste Querresonanz des Rohres liegt schon etwas oberhalb von 1000 Hz, trotzdem kann man noch bis etwa 2000 Hz messen (wenn auch nicht bei allen Frequenzen gleich gut), indem man den Schalldruckverlauf über eine größere Länge des Rohres registriert und die schwache Welligkeit, die von der Querresonanz herrührt, bei der Auswertung berücksichtigt.

ungsmaß bei 5 cm Schichtdicke und brauner Schlackenwolle für 2 verschiedene Querschnitte, und zwar 10×10 cm² und 50×50 cm² aufgetragen.

Wie der Vergleich zeigt, wird die Abhängigkeit des Dämpfungsmaßes vom Querschnitt ebenfalls von der Theorie in ausreichender Übereinstimmung mit dem Experiment beschrieben.

In einem weiteren Beispiel, und zwar am Querschnitt von 30×30 cm² bei 20 cm Schicht-

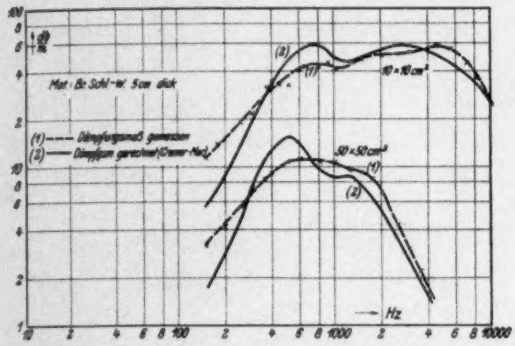


Abb. 22. Zum Vergleich zwischen Theorie und Messung

dicke wird gezeigt, in welchem Maße man auch brauchbare Ergebnisse erhält bei Verwendung der Näherungslösungen der allgemeinen Theorie. Hierbei ist offenbar für die tiefsten Frequenzen die SIVIAN-Bedingung, daß die Wellenlänge groß gegen die Rohrbreite sein soll, recht gut erfüllt, während für die höchsten Frequenzen die Voraussetzungen für die Strahlbildungsformel etwa auch schon erfüllt sind.

Es sind deshalb in der Abb. 23 für das genannte Beispiel die verschiedenen Frequenzkurven für das Dämpfungsmaß aufgetragen, die man erhält: (Kurve 1) bei der Messung, (Kurve 2) nach der allgemeinen Theorie, (Kurve 3) nach der Näherungslösung für die tiefen Frequenzen und (Kurve 4) nach der Strahlbildungsformel für die hohen Frequenzen.

Die Näherungslösung für die tiefen Frequenzen ist in diesem Beispiel, wie man sieht, gut brauchbar bis zu etwa 2000 Hz in Übereinstimmung mit der Erfahrung von SIVIAN, daß Abweichungen auftreten, wenn die Wellenlänge die Hälfte der Rohrbreite unterschreitet. Etwa eine Oktave oberhalb gibt die Strahlbildungsformel schon eine brauchbare Näherung, was zugleich wegen der befriedigenden Übereinstimmung mit den Messungen als eine experimentelle Bestätigung[32]) der Strahlbildungsformel aufgefaßt werden kann nach der schon vorher festgestellten Übereinstimmung in bezug auf die Abhängigkeit des Dämpfungsmaßes von der Frequenz und von der Rohrbreite.

Das Übergangsgebiet kann man streng nur mit der allgemeinen Theorie beschreiben. Man erhält jedoch auch gute Übereinstimmung mit dem Experiment, wenn man nach einem Vor-

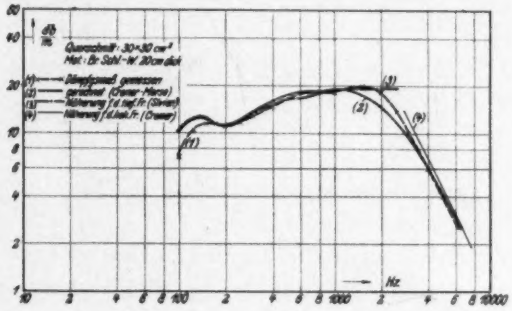


Abb. 23. Zum Vergleich zwischen Theorie und Messung

schlag von CREMER die beiden Näherungslösungen für die tiefen und für die hohen Frequenzen zugrunde legt und den Übergangsbereich etwa durch gefühlsmäßige Abrundung der beiden Kurven konstruiert. Dieser Vorschlag hat, wie man sieht, praktische Bedeutung.

IV. Phasengeschwindigkeit und Schalldruckverteilung im Rohr

Mit Hilfe der allgemeinen Theorie kann man auch Aussagen über Einzelheiten der Schallausbreitung im Rohr, wie z. B. der Schalldruckverteilung auf dem Querschnitt usw. machen. Entsprechend dem Lösungsansatz nach Gl. (1) erhält man für die Schallausbreitung in der x-Richtung, also parallel zur Rohrachse eine fortschreitende Welle, die durch Dämpfungsmaß und Phasengeschwindigkeit charakterisiert wird. Das Dämpfungsmaß ist im vorangegangenen wegen seiner Wichtigkeit ausführ-

[32]) Hierbei ist die Richtigkeit der vorher beschriebenen und begründeten Extrapolation des Wandwiderstandes vorausgesetzt.

lich diskutiert worden. In der Abb. 24 ist für das vorher behandelte Beispiel (vgl. Abb. 23) der zugehörige Faktor τ aufgetragen, dessen reziproker Wert ein Maß dafür ist, wie sich die Phasengeschwindigkeit im Rohr zu derjenigen im freien Medium verhält.

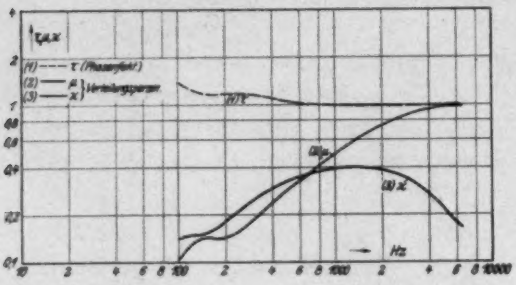


Abb. 24. Phasenfaktor und Verteilungsparameter (zu Abb. 23)

Bei den tiefen Frequenzen ist die Phasengeschwindigkeit im Rohr, wie man erkennt, kleiner als im freien Medium. Die Abweichungen betragen in dem Beispiel bei 100 Hz etwa 30% und verschwinden mit wachsender Frequenz. Bei 700 Hz wird die Phasengeschwindigkeit im Rohr gleich derjenigen im freien Medium, und oberhalb wird sie etwas größer (ungefähr 3%), während schließlich bei noch höheren Frequenzen der Unterschied wieder verschwindet. Die Phasengeschwindigkeit im Rohr unterscheidet sich also in diesem Beispiel für die braune Schlackenwolle mit Ausnahme der tiefsten Frequenzen nicht sehr von derjenigen im freien Medium.

Senkrecht zur Rohrachse, also auf einem Querschnitt des Rohres, ändert sich nach Gl. (1) der Schalldruck nach Betrag und Phase. Betrachtet man z. B. die Abhängigkeit in der y-Richtung, so kann man für den Schalldruck setzen

$$p = p_0 \operatorname{Cof}\left[\frac{\pi y}{l}(\varkappa - j\mu) + \psi\right].$$

Bestimmt man die Konstante ψ so, daß der Schalldruck an den beiden Rohrwänden ($y = 0$ bzw. $y = l$) gleich wird und setzt man zur Abkürzung $w = \frac{y}{l} - \frac{1}{2}$, so erhält man

$$\frac{p}{p_0} = \sqrt{\operatorname{Sin}^2 \pi w \varkappa + \cos^2 \pi w \mu} \cdot e^{j\delta} \tag{16}$$

mit

$$\operatorname{tg} \delta = -\operatorname{Tg} \pi w \varkappa \cdot \operatorname{tg} \pi w \mu .$$

In der Abb. 24 sind für das in Abb. 23 behandelte Beispiel die zugehörigen Kurven für die Verteilungsparameter μ und $\varkappa$ in Abhängigkeit von der Frequenz eingetragen. Bei den tiefen Frequenzen sind μ und $\varkappa$ nur wenig größer als 0,1 und beide wachsen mit der Frequenz. $\varkappa$ erreicht bei etwa 1200 Hz einen maximalen Wert von ungefähr 0,4, um dann wieder langsam abzufallen, während μ bei den hohen Frequenzen nahezu den Wert 1 annimmt.

Diskutiert man an Hand dieses Beispiels mit Hilfe von Gl. (16) die Schalldruckverteilung auf dem Querschnitt und berücksichtigt man, daß w von der Rohrmitte bis zur Rohrwand von 0 bis $\frac{1}{2}$ wächst, so ergibt sich sehr leicht, daß bei den tiefen Frequenzen der Betrag des Schalldrucks nahezu konstant und auch der Phasenunterschied zwischen dem Schalldruck an der Rohrwand und dem in der Rohrmitte nur gering ist. Bei den hohen Frequenzen dagegen nimmt der Betrag des Schalldrucks zur Rohrwand hin sehr ab[33]) und die Phasennacheilung wird größer.

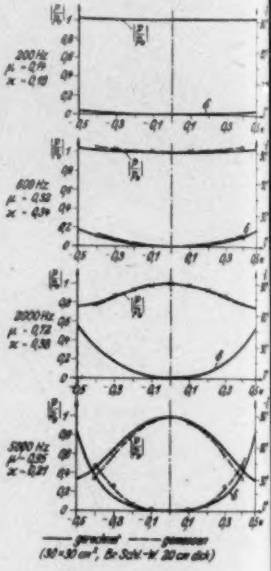


Abb. 25. Schalldruckverteilung auf einem Querschnitt für verschiedene Frequenzen

Zur Erläuterung dieser Feststellungen ist in der Abb. 25 für das eben behandelte Beispiel und für die Frequenzen 200, 600, 2000 und 5000 Hz der Schalldruck nach Betrag und Phase (und auf den Schalldruck in der Rohrmitte bezogen) berechnet und aufgetragen worden, und zwar auf einem Querschnitt in Richtung der y-Achse.

[33]) Diese Erscheinung, daß der Schalldruck in der Nähe eines porösen Schallschluckers bei höheren Frequenzen stark abnimmt, wurde von G. Békésy, Z. techn. Phys. 14 (1933), S. 6 und von anderen und im Rohr auch von Sivian beobachtet.

Diese berechnete Schalldruckverteilung wurde z. T. auch experimentell nachgeprüft.

Der Schalldruck wurde mit einem kleinen Kristallmikrophon auf einem Rohrquerschnitt abgetastet. Der Betrag des Schalldrucks wurde mit einem Röhrenvoltmeter gemessen. Zur Ermittlung der Phase wurde die vom Mikrophon herrührende Spannung mit einer Hilfsspannung desselben Summers, der auch den Lautsprecher versorgte, verglichen. Dabei wurden beide Spannungen über ein Nullinstrument in Reihe geschaltet. Der Abgleich erfolgte dadurch, daß der Betrag der Hilfsspannung mit einem Potentiometer und die Phasenlage der vom Mikrophon herrührenden Spannung mit einem Phasenschieber verändert wurden. Aus den Einstellungen des Phasenschiebers, die zu verschiedenen Mikrophonstellungen auf dem Querschnitt gehören, wurde dann die relative Phase des Schalldrucks in bekannter Weise ermittelt.

In der Abb. 25 sind die gemessenen Werte, die den vorher berechneten Beispielen entsprechen, eingetragen und zwar bei den Frequenzen 600, 2000 und 5000 Hz der Betrag des Schalldrucks und bei 600 und 5000 Hz auch die Phasendifferenz, bezogen auf den Schalldruck in der Mitte des Rohres. Dabei wurde zum Ausgleich kleiner Unsymmetrien des Schalldruckverlaufs, die von Zufälligkeiten im Rohr, z. B. kleineren Materialunterschieden an der betrachteten Stelle usw. herrühren, aus den gemessenen Werten, die zu zwei zur Rohrachse symmetrisch gelegenen Punkten gehören, das arithmetische Mittel gebildet und aufgetragen. Man erkennt, daß die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den gemessenen Kurven recht gut ist. Im Bereich der Strahlbildung, in unserem Beispiel bei 5000 Hz, erhält man auch die nach der Theorie zu erwartende starke Auslöschung des Schalldrucks an den Rohrwänden.

Zusammenfassung

Es werden die wichtigsten Ergebnisse der allgemeinen Theorie der Schallausbreitung in Rohren mit schallschluckenden Wänden nach Cremer und Morse behandelt und auch die Näherungslösungen für die tiefen und für die hohen Frequenzen diskutiert.

Durch Registrieren des Schalldruckverlaufs längs eines 10 m langen Rohres werden die Frequenzkurven für das Dämpfungsmaß bei einigen Schichtdicken des Auskleidungsmaterials (braune Schlackenwolle) und bei verschiedenen Rohrquerschnitten gemessen und diskutiert. Es zeigt sich, daß der Schalldruck längs eines langen Rohres im allgemeinen exponentiell abnimmt. Abweichungen vom exponentiellen Verlauf treten bei tiefen Frequenzen und kleiner Schichtdicke auf und können durch Mitschwingen der äußeren Holzverkleidung des Rohres erklärt werden. Im Strahlbildungsbereich erhält man, wie theoretisch zu erwarten ist, Interferenzerscheinungen im Rohr, die, wie auch experimentell bestätigt wird, von den Anregungsbedingungen am Anfang des Rohres abhängen. In einem weiteren Beispiel wird experimentell gezeigt, daß auch Spiegelungsbetrachtungen am Rohr zulässig sind. Für braune Schlackenwolle als Auskleidungsmaterial braucht eine Kopplung längs des Materials, wie in einem Experiment nachgewiesen werden kann, nicht berücksichtigt zu werden. Verwendet man Kapagplatten als Auskleidungsmaterial, das einen viel größeren Strömungswiderstand als braune Schlackenwolle besitzt, so erhält man kleinere Dämpfungen und der Bereich charakteristischer Dämpfung wird nach höheren Frequenzen verschoben. Am Beispiel eines Kanals, dessen Wände aus Lochsteinen bestehen, wird gezeigt, wie stark und in welcher Weise der Wandwiderstand die Schalldämpfung im Rohr beeinflußt.

Der Wandwiderstand für braune Schlackenwolle wird bei verschiedenen Schichtdicken im Kundtschen Rohr nach Betrag und Phase gemessen. Daraus werden mit Hilfe der anfangs erläuterten Theorie die zu den gemessenen Kurven gehörigen Frequenzkurven für das Dämpfungsmaß in einigen Beispielen auch berechnet. Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den gerechneten Kurven ist im allgemeinen gut und wird im einzelnen diskutiert. Auch mit den Näherungslösungen nach Sivian und Cremer erhält man im jeweiligen Gültigkeitsbereich gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung.

Für ein Beispiel wird die Phasengeschwindigkeit im Rohr und die Schalldruckverteilung auf einem Querschnitt für verschiedene Frequenzen berechnet und diskutiert. Bei einer kurzen experimentellen Nachprüfung ergibt sich im wesentlichen eine Bestätigung der gerechneten Werte für die Verteilung des Schalldrucks und zwar sowohl für den Betrag als auch für die Phase.

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. E. MEYER für viele wertvolle Anregungen und seine großzügige Unterstützung herzlichst danken. *(Eingegangen am 5. Juni 1940.)*

Ein Material sehr hoher Schallgeschwindigkeit

Von Heinz Thiede, Atlas-Werke A. J., Bremen

Ein uns von der Firma DEGUSSA, Deutsche Gold- und Silber-Scheideanstalt, Frankfurt a. M., übergebenes Material „Degussit", welches im wesentlichen ein Aluminium-Oxyd ist, wurde von uns auf seine mechanischen Werte untersucht. Dabei ergab sich die interessante Feststellung, daß die Schallgeschwindigkeit desselben 9600 m/sec beträgt. Im Hinblick darauf, daß für bestimmte akustische Zwecke ein Material so hoher, bisher nicht bekannter Schallgeschwindigkeit wichtig ist, soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden.

Das Material lag uns in quaderförmigen Stäben von 110 und 51,8 mm Länge vor. Die Schallgeschwindigkeit wurde dadurch bestimmt, daß das Materialstück in seiner Länge zwischen 2 Spitzen gelagert und zu Dehnungsschwingungen angeregt wurde. Die Spitzen waren an kleinen Seignettesalz-Kristallen aufgeklebt, deren einer als Schallsender und deren anderer als Schallempfänger betrieben wurde. Die erste Eigenresonanz des Stabes von 110 mm Länge liegt bei 43,6 kHz, wobei der Stab in $\frac{\lambda}{2}$ erregt wird, bei 87,1 seine zweite Eigenresonanz usw. — Daraus ergibt sich eine Schallgeschwindigkeit von 9600 m. Die Materialstücke von 51,8 mm hatten ihre erste Eigenresonanz bei 92,7 kHz, was ebenfalls eine Schallgeschwindigkeit von 9600 m ergibt.

Das Material hat eine Dichte von 3,8. Der daraus errechnete Elastizitätsmodul steht in Übereinstimmung mit Messungen des E-Moduls nach anderen Verfahren, wie uns die Herstellerfirma bestätigt.

(Eingegangen am 19. Dezember 1940.)

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

E. Rausch, **Maschinenfundamente und andere dynamische Bauaufgaben**. 2. Teil. Verlag VDI-Verlag GmbH., Berlin 1940. 370 S., Preis 25,— RM.

Das vorliegende Werk ergänzt den bereits erschienenen ersten Teil durch eine große Anzahl von Rechnungsbeispielen. Hierbei hat der Verf. aus seinem reichen Erfahrungsschatz als beratender Bauingenieur Aufgaben der Fundamentierung von Maschinen verschiedenster Art behandelt.

In den Vorbemerkungen des Buches werden zunächst allgemeine Gesichtspunkte bei der Projektion eines Fundamentes angegeben. Der Verf. teilt sodann den gesamten Aufgabenkreis nach den Erregerschwingzahlen der aufzustellenden Maschine in 3 Gruppen ein. Die erste Gruppe umfaßt Maschinenfundamente für besonders niedrige Drehzahlen bis zu 500 Umdr/min. In der zweiten Gruppe werden Berechnungsbeispiele für den Bereich mittlerer Drehzahlen von 300 bis 1000 Umdr/min gegeben. Die letzte Gruppe bringt Beispiele für Fundamente hochtouriger Maschinen.

Ein besonderer Abschnitt ist dem Abfangen von Stoßkräften gewidmet. Verf. hat hier einige häufiger benutzte Formen von Schlag- und Hammerwerken sowie eine Erzbrecheranlage als Beispiele durchgerechnet. Sämtliche Fundamente sind praktisch ausgeführt worden.

Die glückliche Zusammenfassung praktischer Berechnungsbeispiele neuzeitlicher Fundamente füllt in dankenswerter Weise eine Lücke im Schrifttum der technischen Mechanik und des Bauingenieurwesens aus. Das Buch wird sowohl dem Praktiker wie dem Studierenden eine gute Hilfe sein.

F. I. Meister

Julius Wallot, **Einführung in die Theorie der Schwachstromtechnik.** 2. Aufl. Verlag Julius Springer, Berlin 1940. 445 S. Preis geb. 33,— RM.

Das ausgezeichnete Lehrbuch des bekannten Verfassers, das lange Jahre vergriffen war, ist in der 2. Auflage erschienen. Damit ist den Studierenden und allen auf dem Gebiet der Fernmeldetechnik und Akustik tätigen Physikern und Ingenieuren ein großer Dienst erwiesen. Die ausgedehnte Lehrtätigkeit des Verfassers bei Unterrichtskursen in der Firma Siemens & Halske und an der Technischen Hochschule Berlin ist dem Buch besonders in didaktischer Hinsicht zugute gekommen. Dabei wird trotz ausführlicher Behandlung der Grundlagen doch praktisch die gesamte Schwachstromtechnik auch in ihren Nachbargebieten, wie Elektroakustik (als kurzer Abschnitt in die 2. Auflage neu aufgenommen), Elektronenröhren u. a. gebracht.

Im einzelnen ist das Buch in folgende größere Abschnitte unterteilt: Gleichstromschaltungen, elektrische Felder, magnetische Felder, Wechselstromschaltungen, Schaltvorgänge, Vierpole, Übertrager, gleichmäßige Leitungen, Pupinleitungen, Einfluß benachbarter Leitungen, Grundbegriffe der Elektroakustik, Röhrenverstärker, Rückkopplung, Nachbildungen und verwandte Kunstschaltungen, Wellenfilter, Allgemeinere Theorie der Schaltvorgänge und der Verzerrungen in linearen Systemen, Frequenzumsetzung, die Übertragung von Nachrichten auf große Entfernungen.

Die Ausstattung ist ausgezeichnet. Von Kleindruck ist viel Gebrauch gemacht, wodurch die Übersichtlichkeit gewonnen und das Buch doch noch eine handliche Form behalten hat.

M. Grützmacher

E. Rickmann und H. Heyda, **Elektroakustisches Taschenbuch.** VDI-Verlag, Berlin 1940, DIN A 6, 253 S., zahlreiche Bilder, Tabellen, Tafeln und Diagramme, 2. Auflage, 5,— RM.,

Das bekannte Nachschlagewerk der Firma G. Neumann u. Co., das sich in Fachkreisen aller Zweige der Elektroakustik größter Beliebtheit erfreut, liegt, nachdem die erste Auflage seinerzeit bald vergriffen war, jetzt in der zweiten Auflage vor. Der Stoff umfaßt die gesamte Akustik einschließlich der wichtigsten Angaben über die angrenzenden Gebiete wie Stoffkunde, Mechanik, Schwingungen, Wärme, Optik, Beleuchtung, Strahlungsphysik, Elektrizitätslehre, wobei die reichhaltigen Tabellen über die Materialkonstanten, über Maße, Gewichte, Einheiten, Logarithmen- und Winkelfunktionen und schließlich zahlreiche Formelzusammenstellungen besonders hervorzuheben sind.

Die Auswahl des Stoffes erfolgte unter dem Gesichtswinkel der Praxis. Neben den physikalischen und physiologischen Grundbegriffen der Akustik sind deshalb vor allem das Erfahrungsmaterial der Raum- und Bauakustik, die Wirkungsweise und Eigenschaften der Mikrophone und Lautsprecher, der Schallplatten-, Magnetton- und Lichttonaufzeichnung, der Verstärker, Übertrager und elektrischen Filter, sowie die wichtigsten akustischen Meßverfahren in übersichtlich gegliederter, knapper Form dargestellt. Angaben über die Berechnung von Transformatoren, Drosselspulen, Dämpfungsgliedern, Magneten und Zahnrädern bilden eine begrüßenswerte Abrundung.

Erstaunlich ist die außerordentlich große und gegenüber der ersten Auflage noch gesteigerte Vielseitigkeit des Stoffes, der in geschicktester Weise in dem „Taschenbuchformat" untergebracht worden

ist. Das Büchlein hat sich schon längst seinen Platz als unentbehrlicher Ratgeber des Toningenieurs der Rundfunk-, Tonfilm- oder Schallplattenstudios und des Physikers und Konstrukteurs aus den Forschungs- oder Entwicklungslaboratorien der wissenschaftlichen Institute und Gerätebaufirmen erobert.

E. THIENHAUS

Partical Deafness and Hearing-Aid Design. I. Characteristics of Hearing Loss in various Types of Deafness. W. C. BEASLEY. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 35 (1940), S. 59.

Es werden die Ergebnisse einer an etwa 9000 Personen durchgeführten statistischen Untersuchung über das Hörvermögen Normal- und Schwerhöriger mitgeteilt. Die Befragung der einzelnen Beteiligten durch einen Arzt ergab folgende Gruppen:

1. Normales Gehör für Sprache. Diese Gruppe umfaßt Personen, denen ihr Gehör keinerlei Sprachverständigungsschwierigkeiten macht.
2. Schwerhörigkeit ersten Grades. Hierunter fallen Personen, die im Theater, in der Kirche, bei Konferenzen Verständigungsschwierigkeiten haben, die jedoch sich bei direkter Unterhaltung befriedigend verständigen können.
3. Schwerhörigkeit zweiten Grades. Zu dieser Gruppe gehören Personen mit Verständigungsschwierigkeiten bei normaler direkter Unterhaltung, die aber lauter oder verstärkter Sprache, insbesondere auch am Telephon folgen können.
4. Schwerhörigkeit dritten Grades. In diese Gruppe wurden die Personen eingeordnet, die einer normalen telephonischen Übertragung nicht mehr folgen können, die sich aber mit verstärkenden Hilfsgeräten noch verständigen können.
5. Vollständige Sprachtaubheit. Personen mit keinerlei akustischen Verständigungsmöglichkeiten, deren Hörleiden aber erst erworben wurde, nachdem sie in normaler Weise das Sprechen erlernt hatten.
6. Taubstummheit. Personen, die ihre Taubheit vor der normalen Erlernung der Sprache erworben haben.

An den einzelnen Versuchspersonen wurden mit Hilfe von Western Electric 2-A Audiometern die Luftleitungs- und Knochenleitungsaudiogramme aufgenommen. Bei der Auswertung teilte man die Gruppen nach dem Alter und dem Geschlecht in Untergruppen ein (Männer bzw. Frauen bis 25 Jahre, von 26 bis 44 Jahre, 45 Jahre und darüber). In jeder Untergruppe wurden nun bei jeder Meßfrequenz (128, 256 ... 8192 Hz) diejenigen Schwellenwerte festgestellt, die 10, 25, 50, 75, 90% der Beobachter erreichten; hieraus ergab sich als übersichtliche statistische Darstellung der Hörleistungen der Teilnehmer einer Untergruppe eine Schar von 5 Audiogrammen gleicher Prozentwerte.

Die Messungen an den Versuchspersonen der ersten Gruppe ergaben Abweichungen von der Normalschwellenkurve im Bereich der höheren Frequenzen im Alter über 45 Jahre, und zwar bei Männern stärker ausgeprägt als bei Frauen. Diese Hörverluste fallen indessen so wenig ins Gewicht, daß aus ihnen keine Einschränkung des praktischen Hörvermögens hervorgeht.

Bei den Schwerhörigkeiten ersten bis dritten Grades treten charakteristische Unterschiede zwischen den Audiogrammen der Frauen unter 25 Jahren und den Audiogrammen der Männer über 45 Jahre auf. Die Luftleitungsaudiogramme der Frauen verlaufen annähernd parallel zur Normalgeraden (0 Dezibel), während die Luftleitungsaudiogramme der Männer zunehmende Hörverluste mit steigender Frequenz erkennen lassen. Aus dem Vergleich der Luftleitungs- und der Knochenleitungsaudiogramme ergibt sich, daß bei den Frauen die Leitungsschwerhörigkeit, bei den Männern die Perzeptionsschwerhörigkeit überwiegt. Bei der Schwerhörigkeit dritten Grades sind diese Unterschiede weniger deutlich, jedoch noch erkennbar.

GEFFCKEN

C. C. POTWIN, **The Control of Sound in Theaters and Preview Rooms.** J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 35 (1940), S. 111—123.

Als in den Jahren 1929 und 1930 zahlreiche Theater auf Tonfilmvorführungen umgestellt wurden, legte man zunächst wenig Wert auf gute „Akustik" des Zuschauerraumes. Es dauerte jedoch nicht lange, bis man die schlechten akustischen Eigenschaften der bestehenden Theater als Nachteil empfand, und Bemühungen einsetzten, sie durch Einbau von Schluckstoffen zu verbessern. Man machte dabei die Beobachtung, daß die so ausgestatteten alten Theater den ohne Berücksichtigung der Akustik neu erbauten hinsichtlich der Tongüte überlegen waren. Dies führte dazu, daß man bei der akustischen Planung zunächst nur auf die Schallabsorption Wert legte und sich in der Praxis auf den Einbau großer Mengen von Schluckstoffen beschränkte. Der Verf. setzt sich dafür ein, daß diese noch lange vorherrschende Auffassung zugunsten einer von Grund auf akustisch richtigen architektonischen Planung aufgegeben wird.

Es ist in diesem Zusammenhang bemerkenswert, daß einige der besten Theater in New York keinerlei Schluckstoffe an Wänden oder Decke aufweisen. In diesen Theatern älteren Stils bewirken die mit unregelmäßigen Ornamenten versehenen Wandflächen eine diffuse Schallreflexion. Dagegen begünstigen die großen ebenen Wandflächen der modernen Entwürfe das Zustandekommen mehrfacher Schallreflexionen und Echos. Als besonders ungünstig in

dieser Hinsicht wird ein Tonfilmtheater geschildert, dessen akustische Eigenschaften der Verf. gemessen und verbessert hat. Es handelte sich um einen langen rechteckigen Raum mit niedriger, zum Boden paralleler Decke, der zudem nur in seiner vorderen Hälfte Sitzplätze enthielt. Die Hauptfehler dieses Raumes bestanden in einer zu großen Nachhallzeit und einem starken Flatterecho bei 400 Hz, das durch Mehrfachreflexionen zwischen Boden und Decke hervorgerufen wurde. Zur Herabsetzung der Nachhallzeit wurde zunächst der hintere Teil des Raumes, soweit es die Bildprojektion zuließ, durch Schiebetüren abgetrennt und zur Vermeidung des Kopplungseffektes durch Schlackenwolleflächen gedämpft. Die Anbringung von Schluckstoffen an den Wänden des eigentlichen Zuschauerraumes änderte an dem Flatterecho nichts. Die Beseitigung des Flatterechos gelang schließlich durch Einbau eines bei 400 Hz stark absorbierenden Stoffes unterhalb der Decke. Ist die Decke eines Theaters einwandfrei, so kann ein Flatterecho auch zwischen den Seitenwänden auftreten, falls diese weder akustisch günstig geformt noch gedämpft sind. Die zweckmäßigste Oberflächengestaltung hängt im einzelnen Fall ab von der räumlichen Anordnung der Wände, Decke und Sitzfläche und von dem Winkel, unter dem sie von der Schallquelle aus erscheinen.

Die oft gestellte Frage: „Ist es möglich, ein modernes Theater mit besten akustischen Eigenschaften ohne Verwendung von Schluckstoffen zu entwerfen?" beantwortet der Verf. wie folgt: „Dies ist möglich, wenn das Theater ursprünglich so geformt wird, daß Mehrfachreflexionen vermieden werden, einzelne Reflexionen hoher Intensität den Zuhörerraum nicht zu schnell erreichen und die Entstehung von Echos verhindert wird." Er fügt jedoch hinzu: Die saubere Formgebung allein genügt nicht, vielmehr ist die Begrenzung des Rauminhaltes pro Sitzplatz ebenfalls von fundamentaler Bedeutung. Unter normalen Bedingungen (gepolsterte Sitze, teppichbelegte Gänge und Wandbekleidung aus Stoff) gelten folgende Erfahrungswerte für den Rauminhalt pro Sitzplatz:

bei 250 Sitzplätzen etwa 3,2 m³,
bei 1500 Sitzplätzen etwa 3,6 m³.

Überschreitung dieser Werte macht wieder die Verwendung von Schluckstoffen erforderlich. Im Zusammenhang hiermit werden architektonische Möglichkeiten angedeutet, die darin bestehen, etwa durch allmählich abfallende Decken und nach hinten konvergierende Seitenwände sowohl den Rauminhalt als auch die Rückwandfläche zu begrenzen.

Weiter werden auf Grund von Erfahrungen wünschenswerte Nachhallzeiten für Tonfilmtheater mitgeteilt, beispielsweise für 512 Hz und 7000 m³ Rauminhalt 1,5 s. Die aus theoretischen Überlegungen von MacNair abgeleitete optimale Frequenz-Nachhallzeitkurve (s. Abb. 1) konnte in Theatern von mehr als 8500 m³ gut bestätigt werden.

Wie mehrfach angedeutet, wird man, besonders bei großen Räumen, nicht auf die Verwendung von schallabsorbierenden Stoffen verzichten können. Es sollte aber darauf geachtet werden, daß sie nicht in zusammenhängender Fläche, wie z. B. nur an der Decke, angebracht werden. Die Methode der ungleichförmigen Verteilung von Schluckstoffen wurde zuerst in Schallaufnahmeräumen praktisch

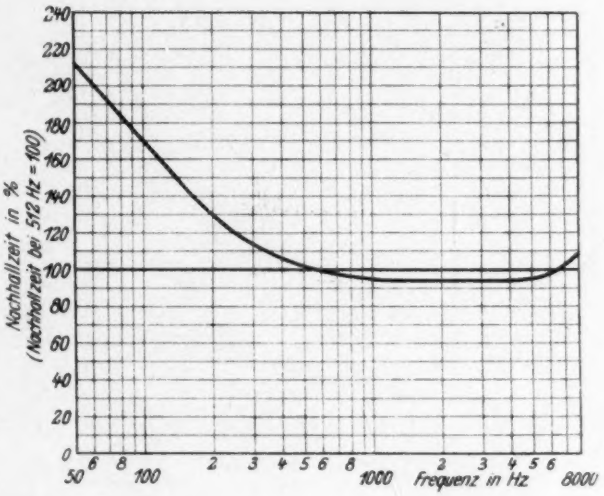


Abb. 1. Optimale Nachhallzeit in Abhängigkeit von der Frequenz nach Mac Nair

erprobt. Nachhallmessungen zeigten für alle Frequenzen einen praktisch exponentiellen Abfall der Schallenergie, leicht moduliert durch zahlreiche Spitzen geringer Intensität, wodurch nach Ansicht des Verf. der subjektive Eindruck besonders natürlich wurde. Der als Beispiel beschriebene Aufnahmeraum ist dadurch ausgezeichnet, daß zwischen den absorbierenden Flächen überall reflektierende offengelassen wurden. Das Absorptionsmaterial ist auf den oberen Teilen der Wände mit weiten Zwischenräumen und bezüglich der gegenüberliegenden Wand unsymmetrisch verteilt; die auf diese Weise erhaltenen „Langwegreflexionen" ergeben den erwünschten „Hintergrund-Nachhall". Auf den unteren Wandflächen ist das Schluckmaterial dichter angeordnet, damit das Mikrophon nicht von direkten Reflexionen erreicht wird. Messungen zeigten, daß durch die ungleichmäßige Verteilung besonders die Nachhallzeit bei tiefen Frequenzen und damit das Dröhnen herabgesetzt werden kann. Neuerdings wurde diese Anordnung auch in Theatern mit Erfolg angewendet, so z. B. in dem kürzlich vollendeten Theater der Universität Wisconsin, dessen Entwurf außerdem einen wellenförmigen Grundriß der Seitenwände und eine von der Bühne zum Rang allmählich

abfallende Deckenlinie vorsah. Obwohl in diesem Theater von 8500 m³ Rauminhalt nur 70 m² Schluckfläche untergebracht sind, wurde bei leerem Hause auf den rückwärtigen Rangplätzen noch eine Silbenverständlichkeit von 84% erzielt. H. GERDIEN

W. DEMANN und H. R. ASBACH, **Chemische Wirkung des Ultraschalls.** Techn. Mitt. Krupp (Forschungsbericht) 1 (1940), S. 12—25.

Die Arbeit untersucht den Einfluß von Ultraschall auf chemische Reaktionen. Nach Ansicht der Verfasser wirkt der Ultraschall bei chemischen Reaktionen als physikalischer Katalysator und ist als solcher in der Lage, chemische Reaktionen zu beschleunigen. Er kann jedoch nicht die grundsätzliche Richtung einer Reaktion beeinflussen. Nach einer Beschreibung ihres Apparates, welcher mit Quarzen bei 350 und 1070 kHz mit Leistungen bis zu 2 kW arbeitet, werden Versuche an aliphatisch-naphtenischen sowie aromatischen Kohlenwasserstoffölen beschrieben. Dabei wird der Einfluß stehender, zeitlich und örtlich definierter Wellen, welche durch Beschallung mittels Reflektor erhalten werden, sowie zeitlich und örtlich nicht definierter Wellen untersucht.

Die Beschallung mit stehenden Wellen eines deutschen aliphatischen Roherdöls ergibt mit zunehmender Behandlungsdauer bis etwa 300 Min. die Ausscheidung ölunlöslicher hochpolymerer Rückstände in Höhe von etwa 3,48%, welche ohne Beschallung nicht erreicht wird.

Die Behandlung desselben Öles mit nicht örtlich und zeitlich definierten Wellen bringt trotz wesentlich längerer Behandlungsdauer bis zu 24 Std. eine wesentlich geringere Bildung von ölunlöslichen Polymerisaten.

Die Wirkung des Ultraschalles, polymerisierbare Bestandteile auszuscheiden, bietet Aussichten, ihn technisch zur Reinigung von Ölen einzusetzen.

Bei aromatischen Ölen tritt eine Ausscheidung polymerisierbarer Bestandteile kaum ein. Ferner werden qualitative Versuche über die Polymerisierbarkeit von rohen Leichtölen (Rohbenzol) durch Ultraschall vorgenommen; dabei wird an Hand des Harzbildnertestes ein Einfluß der zusätzlichen Beschallung auf den normalen Vorgang der Reinigung von Rohbenzol durch Waschung mit H_2SO_4 nachgewiesen. Eine Erniedrigung des Harzbildnertestes wird erreicht.

Weiter werden Ultraschallversuche mit Rohbenzol im Autoklaven bei 200—260° Temp. und 20—35 atü durchgeführt, die eine Herabsetzung des Harzbildnertestes sowie eine Reaktionsbeschleunigung im Autoklaven ergeben. Weiter wird die Polymerisation von Acetaldehyd unter Ultraschalleinfluß untersucht, welche bereits unter Bedingungen erfolgt, unter denen ohne Ultraschall noch keine Umsetzung stattfindet. Dabei wird der besonders interessante Versuch gemacht, durch Anwendung verschiedener Frequenzen in zeitlicher Aufeinanderfolge die Reaktionen so zu leiten, daß ein bestimmtes Endprodukt — in diesem Falle Aldol — in besonders reichem Maße erhalten wird, während Nebenprodukte durch Ausschaltung unerwünschter Nebenreaktionen völlig vermieden werden, was weder ohne Ultraschall noch bei Anwendung nur einer Frequenz gelingt.

THIEDE

H. FLETCHER, **Sterophonic Reproduction from Film.** J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 34 (1940), S. 606.

Verf. beschreibt die Weiterentwicklung der 1933 zwischen Philadelphia und Washington erbauten stereophonischen Übertragungsanlage. Um dem Dirigenten die Möglichkeit zu einer Beeinflussung der Lautstärke (Dynamik) und der Klangfarbe (elektrische Regelung im Bereich hoher und tiefer Frequenzen) nach eigenem künstlerischen Ermessen zu geben, wird von der Originaldarbietung zunächst ein Tonfilm aufgenommen, der für jeden der drei Übertragungskanäle eine eigene Tonspur und darüber hinaus eine vierte Spur zur Steuerung einer Dynamikpressung bei der Aufnahme und einer entsprechenden Dynamikdehnung bei der Wiedergabe besitzt. Die Dynamikpressung und -dehnung, mit deren Hilfe der ursprüngliche Amplitudenbereich der Orchestermusik von etwa 80 db auf den für die Tonfilmübertragung maximal zulässigen Bereich von 50 db zusammengedrückt und dann bei der Wiedergabe wieder auf den alten Wert von 80 db — bei Bedarf jedoch auch bis auf 100 db — erweitert werden kann, ist für jeden Kanal getrennt vorgesehen. Zu dem Zweck werden zur Steuerung drei verschiedene, von den gleichgerichteten Sprechströmen modulierte Trägerfrequenzen benutzt, die gemeinsam über die Steuerspur laufen und die später durch elektrische Filter wieder voneinander getrennt und dem zugehörigen Übertragungskanal zugeordnet werden.

Während der Dirigent diesen Tonfilm abhört, der zunächst genau der Originalmusik entspricht, wird ein neuer Film aufgenommen. Die Aussteuerung der Wiedergabe des ersten und damit gleichzeitig der Aufnahme des zweiten Films wird nun vom Dirigenten selber durch Handregelung der Steuerfrequenzen vorgenommen, wobei er auch das Gleichgewicht zwischen hohen und tiefen Frequenzen durch eine direkte Klangfarbenregelung der drei Tonspuren nach seinem Geschmack variieren kann. Durch eine solche Einflußnahme soll der Dirigent — wie berichtet wird — seine künstlerischen Absichten nunmehr erst voll und viel besser zur Geltung bringen können, als er bei der Originalaufführung dazu je in der Lage sei. Der Gewinn liege vor allem in der Möglichkeit einer Steigerung der größten

Originalamplituden bzw. einer Verminderung der kleinsten Amplituden je um etwa 10 db, d. h. in der Ausnutzung eines übermäßig großen Dynamikbereiches von insgesamt rund 100 db.

Die Einzelteile der beschriebenen Anlage erforderten langwierige, sorgsame Entwicklungsarbeit, da die stereophonische Übertragung bezüglich des Frequenzbereiches (40—16000 Hz) besonders empfindlich ist, und die Zwischenschaltung einer zweimaligen Tonfilmübertragung erhebliche Schwierigkeiten vor allem bezüglich des Störgeräusches mit sich bringt. E. THIENHAUS

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

164.

Deutsches Patent Nr. 692 963, patentiert ab 3. 3. 37, ausgegeben am 29. 6. 40

Apparatebau Gesellschaft Neumann und Born in Berlin, Günther Wurdel

Magnetsystem für elektrodynamisches Telefon und Mikrophon

Das Patent beschreibt ein dynamisches Mikrophon, das einfach und billig ist, so daß es zum Einbau in die üblichen Fernsprechgeräte verwandt werden kann. Bei diesem, in Abb. 1 dargestellten Mikrophon, werden die beiden Polschuhe 16 und 17 durch eine einzige Hohlniete mit dem Magneten 1 verbunden. Der freie Raum in der Hohlniete soll als Resonator zum Ausgleich der Frequenzkurve benutzt werden. Zur Veränderung seiner Größe und Abstimmung soll er mehr oder weniger mit nichtmagnetischer Masse gefüllt werden.

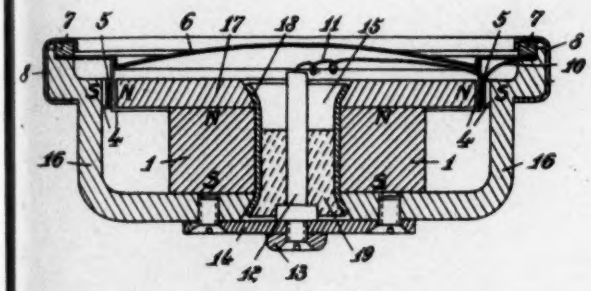


Abb. 1. Elektrodynamisches Mikrophon

165.

Deutsches Patent Nr. 693 312, patentiert ab 24. 6. 36, ausgegeben am 5. 7. 1940

Klangfilm G. m. b. H. in Berlin

Spalt für Tonfilmgeräte

Bewegt man eine Lichttonspur an einem Rechteckspalt vorbei, so verschwindet die Modulation des Lichtstroms, sobald die Wellenlänge der Aufzeichnung gleich der Spaltbreite ist. Dies gilt auch für den Fall, daß die Spaltbreite gleich einem Vielfachen der Wellenlänge ist Ist die Spaltbreite nicht gleich einem Vielfachen der Wellenlänge, z. B. ein Vielfaches der halben Wellenlänge, so tritt wieder eine Modulation auf, die mit wachsender Frequenz immer geringer wird. Hierdurch ergeben sich oberhalb der ersten Nullstelle störende Durchlaßbereiche, die zum Zischen oder Rauschen Anlaß geben. Diese Durchlaßbereiche verschwinden weitgehend, wenn der Spalt durch eine Sinuskurve oder eine Kombination von Sinuskurven gebildet wird. In Abb. 2 oben ist die Abhängigkeit der Modulation des Lichtstroms (Lautstärke) für einen Rechteckspalt dargestellt. Der Punkt 3 entspricht dem Wert, Wellenlänge = Spaltbreite. Abb. 2 unten zeigt dieselbe Abhängigkeit für den sinusförmigen Spalt 13.

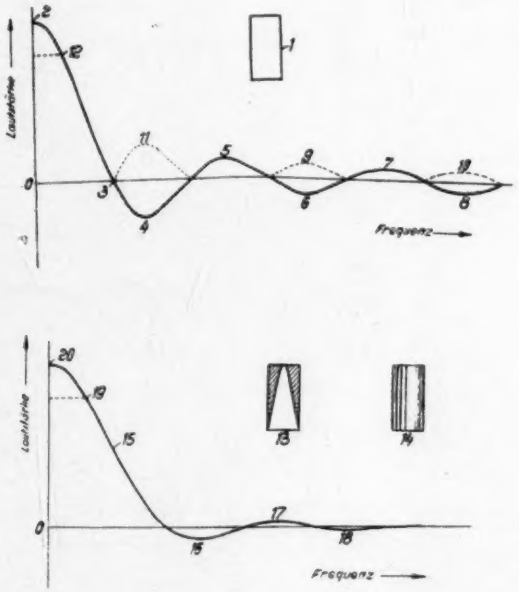


Abb. 2. Modulation des Lichtstroms für verschiedene Spaltformen

166.

Deutsches Patent Nr. 693 874, patentiert ab 26. 8. 38, ausgegeben am 20. 6. 40

Dr. Erich Fischer in Berlin Halensee

Mikrophonanordnung

Für Übertragungen aus lärmerfüllten Räumen wird die Unterbringung des Mikrophons im Innern des Mundes geschützt.

167.

Deutsches Patent Nr. 694 320, patentiert ab 6. 3. 36, ausgegeben am 29. 6. 40

Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin

Einrichtung zur gehörrichtigen, von Hand betätigten Lautstärkeregelung in Verstärkern oder Empfängern

Das Patent schützt die in der Abbildung dargestellte Schaltung. Die stromabhängigen Widerstände 1, des zwischen den beiden Verstärkerröhern liegenden Tiefpaßfilters, werden auch von einem Gleichstrom durchflossen. Regelt man den Widerstand 4, so wird der Gleichstrom geändert. Der Wert der Widerstände 1 steigt und die hohen und mittleren Frequenzen werden stärker gesenkt, als die tiefen Frequenzen.

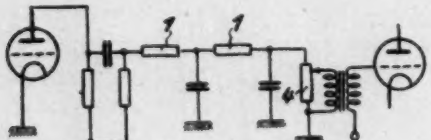


Abb. 3. Schaltung zur gehörrichtigen Lautstärkeregelung

168.

Deutsches Patent Nr. 694 608, patentiert ab 8. 10. 37, ausgegeben am 2. 8. 40

C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof, W. M. Hahnemann

Empfangseinrichtung für Schallwellen, die zur Übermittlung von Überholungssignalen zwischen Kraftfahrzeugen dienen

Bei akustischen Signalanlagen, die einem voranfahrenden Kraftfahrzeug die Absicht des Überholens eines hinter ihm fahrenden Wagens anzeigen sollen, verwendet man vorteilhafterweise abgestimmte Sender und Empfänger. Da zwischen den beiden Wagen jedoch eine Geschwindigkeitsdifferenz besteht, tritt ein Doppler Effekt auf. Nach dem Patent soll deshalb der Empfänger gegen den Sender verstimmt werden. Hierfür wird eine Differenzgeschwindigkeit von 20—40 km je Stunde zugrunde gelegt.

169.

Deutsches Patent Nr. 694 771, patentiert ab 13. 8. 32, ausgegeben am 7. 8. 40

Julius Pintsch Kom.-Ges. in Berlin

Elektrisch betriebener Membranschallsender mit vor der Membran liegendem Resonatorraum und Trichter

Membranschallsender entsprechend Abb. 4 weisen einen toten Raum c auf, der wie die Patentschrift sagt, eine unerwünschte Mehrwelligkeit erzeugt. Der tote Raum soll deshalb entsprechend Abb. 4 durch eine Wand *F* aus schalltotem Material umkleidet werden.

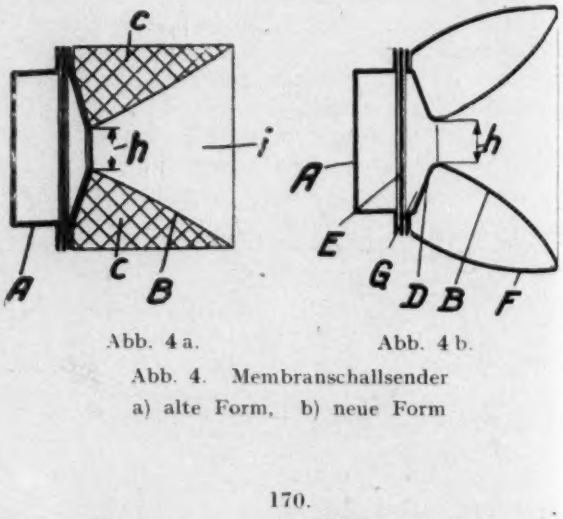


Abb. 4 a. Abb. 4 b.

Abb. 4. Membranschallsender
a) alte Form, b) neue Form

170.

Deutsches Patent Nr. 694 761, patentiert ab 5. 12. 35, ausgegeben am 7. 8. 40

Julius Massolle G. m. b. H. und Joseph Massolle in Großglienicke über Berlin-Kladow

Elektrostatisches Mikrophon

Das Patent beschreibt ein Kondensatormikrophon mit zahlreichen kleineren Teilmembranen, bei dem jeweils nur dem mittleren Teil der Membranen eine Gegenelektrode gegenübersteht.

171.

Deutsches Patent Nr. 694 817, patentiert ab 14. 6. 35, ausgegeben am 8. 8. 40

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin, Dr. phil. W. Bünger

Verfahren zur Erzeugung von Heultönen

Zur Regelung der Drehzahl eines Antriebsmotors für Luftschutzsirenen wird die Benutzung einer Wirbelstrombremse entsprechend Abb. 5 geschützt,

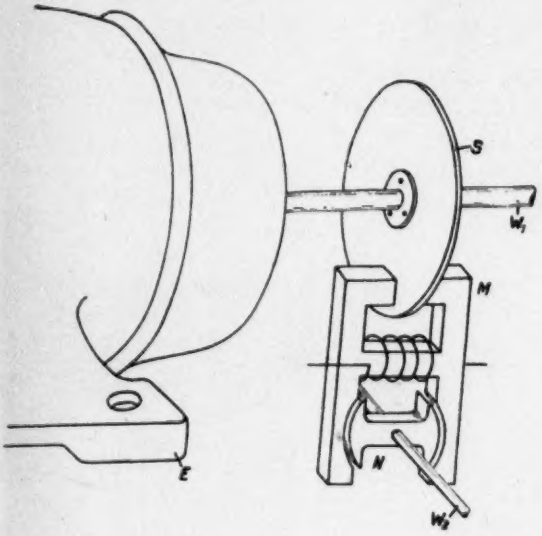


Abb. 5. Wirbelstrombremse zur Modulation von Luftschutzsirenen

bei der der magnetische Kraftfluß durch den Anker N (Hilfsmotor) periodisch geändert wird. Als Vorteil gegenüber anderen Regelverfahren wird angeführt, daß es praktisch temperaturunabhängig ist.

172.

Deutsches Patent Nr. 696 167, patentiert ab 20. 6. 37, ausgegeben am 13. 9. 40

Electroacustic Gesellschaft m. b. H. in Kiel, Dr. U. John

Gerichtet strahlender Luftschallsender, der mit einer steuerbaren Drehvorrichtung gekuppelt ist.

Bekanntlich wird bei Wind wegen der kleineren Windgeschwindigkeit in Bodennähe und der mit der Höhe zunehmenden Geschwindigkeit der Schall mit dem Wind gegen den Erdboden und gegen den Wind nach oben abgebeugt. Ein Beispiel für den Verlauf der Schallstrahlen ist in Abb. 6 oben gegeben. Die Hauptstrahlungsrichtung eines Senders 1 ist durch die Linie 3 angedeutet. Bei Wind in Richtung des Pfeiles 4 verläuft der Schallstrahl entsprechend der Linie 5. Nach dem Patent wird nun durch den Wind der Sender automatisch so gedreht, daß sich der in Abb. 6 unten Linie 8 dargestellte Verlauf des Hauptstrahles ergibt. Man erhält so eine Schallausbreitung, die der bei Windstille weitgehend ähnlich ist.

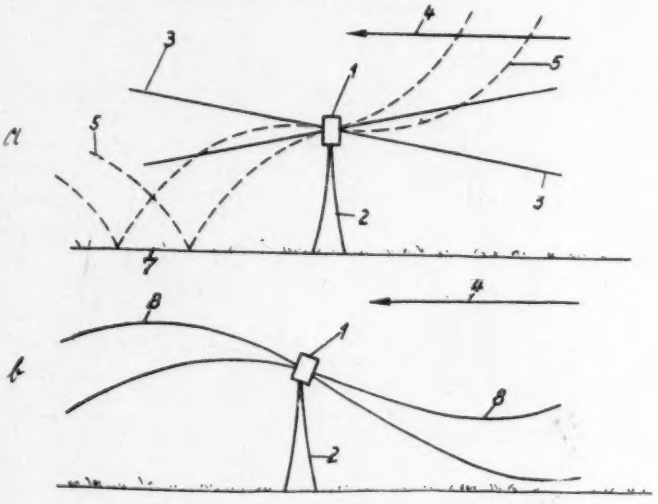


Abb. 6. Beugung von Schallstrahlen durch Wind